This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.

+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.

+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.

+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`

Sci 1080.20

BOUGHT WITH
THE BEQUEST OF
HORACE APPLETON HAVEN,
Of Portsmouth, N. H.
(Class of 1842.)

Rec'd 2 July, 1883.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS. — IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS,
2558 Quai des Augustins, 55.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

PUBLIÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA,
PROFESSEUR DE PHYSIQUE AU LYCÉE HENRI IV.

TOME CINQUIÈME. — ANNÉE 1876.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
RUE BONAPARTE, 31.

1876

Sci 1080.20

~~VIII 269~~

1873, July 2.
Tower Fund.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

ENREGISTREURS ÉLECTROMAGNÉTIQUES;

PAR M. MARCEL DEPREZ.

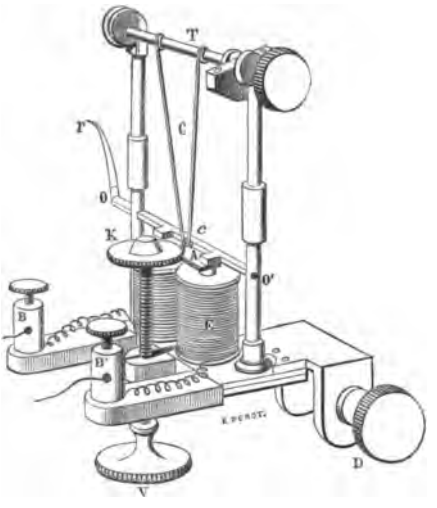
Mes recherches sur l'emploi de l'étincelle d'induction [1] et des traces électrochimiques comme moyen d'enregistrement m'ayant démontré leur insuffisance, j'ai dû étudier l'emploi des enregistreurs électromagnétiques. Ce sont eux qui ont été mis en usage, dès l'origine même des chronographes électriques, par Wheatstone, Konstantinoff, Martin de Brettes, etc.; mais ils furent généralement abandonnés, par suite des défauts inhérents aux électro-aimants, sans que l'on parût croire qu'il fût possible de remédier à ces défauts.

Un enregistreur électromagnétique se compose essentiellement d'une armature A, soumise d'une part à l'attraction d'un électro-aimant E et d'autre part à l'action d'un ressort antagoniste (*fig.* 1) en caoutchouc C, qu'on peut enrouler plus ou moins autour d'un petit treuil T, de manière à faire varier sa tension suivant les cas. L'armature A est mobile autour d'un axe OO′ et porte une plume OP, dont l'extrémité P est appuyée légèrement contre le cylindre tournant du chronographe. La direction de la plume doit être telle que le mouvement imprimé à son extrémité P soit sensiblement parallèle à l'axe du cylindre ou du moins fasse avec cet axe un petit angle,

[1] Voir *Journal de Physique*, t. IV, p. 39.

dont j'indiquerai tout à l'heure le sens. Enfin un petit disque K, porté à l'extrémité d'une vis V, sert à régler la course de l'armature A.

Fig. 1.



Grandeur naturelle.

Le jeu de cet appareil est facile à comprendre : chaque fois que le courant est fermé ou rompu, l'armature A effectue un petit mouvement qu'elle transmet à la plume P ; on obtient ainsi sur le cylindre tournant une succession de signaux dont les distances respectives font connaître, étant donnée la vitesse du cylindre, les intervalles de temps écoulés entre les fermetures et les ruptures du courant.

Au premier abord, rien ne semble différencier cet instrument des enregistreurs électromagnétiques déjà connus et employés. Il ne renferme, en effet, aucun organe nouveau et cependant il est, dans son ensemble, le résultat de longues recherches, que je vais exposer succinctement.

La première condition que doit remplir cet appareil est d'avoir un retard invariable. Or c'est là un résultat très-difficile à atteindre avec les électro-aimants ordinairement employés en télégraphie, dont le retard est en outre très-considérable. Pour réduire le retard à ses dernières limites, j'ai été obligé de donner à l'électro-aimant des dimensions très-petites. Le noyau de fer doux n'a que 2 milli-

mètres de diamètre et 10 millimètres de longueur. Mais le retard total des indications se compose de deux parties : la première due au temps que nécessite l'aimantation ou la désaimantation, la seconde due à l'inertie des pièces mobiles de l'appareil, qui mettent un certain temps pour accomplir leurs oscillations. Si l'on désigne par

f l'effort de traction développé sur l'armature par le ressort antagoniste;
l la distance du point d'application de cet effort à l'axe de rotation;
L la longueur de la plume;
P le poids total des organes mobiles;
ρ le rayon de giration de ces organes, par rapport à l'axe de rotation;
g l'accélération due à la pesanteur,

l'accélération *linéaire* $\frac{dv}{dt}$ de l'extrémité de la plume, lorsque le courant est rompu, sera donnée par la formule

$$\frac{dv}{dt} = \frac{f\mathrm{L}l}{\mathrm{P}\rho^2} g.$$

Si l'on compare entre eux deux enregistreurs dont toutes les pièces mobiles sont homologues, k étant le rapport de similitude, on voit que, pour un même effort de 1 gramme, par exemple, développé par le ressort antagoniste, le produit Ll sera du deuxième degré, tandis que le moment d'inertie Pρ^2 sera du cinquième degré; il résulte de là que l'accélération linéaire imprimée à la plume sera inversement proportionnelle à k^3. On a donc intérêt à employer les pièces mobiles le plus petites possible. Les dimensions auxquelles je me suis arrêté, après de longs tâtonnements, sont les suivantes :

	mm
Longueur de l'armature	10
Largeur	2
Épaisseur	0,5
Distance du centre de gravité à l'axe	3
Longueur de la plume (triangulaire)	15
Largeur à la base	1
Épaisseur	0,06
Longueur du bras de levier du ressort antagoniste	3

Le produit $P\rho^2$ est, en prenant pour unité de poids le milligramme et pour unité de longueur le millimètre, inférieur à 1000.

Si l'on suppose que la tension du ressort antagoniste soit égale à 1 gramme, on trouve que l'accélération linéaire imprimée à l'extrémité de la plume, au moment de la rupture du courant, atteint 450 mètres par seconde. Or on peut faire supporter à cette armature, sans produire l'arrachement, un effort de 400 grammes : l'accélération devient alors égale à 180 000 mètres par seconde et, si la course de la plume est de 2 millimètres, elle arrive à atteindre à l'extrémité de cette course une vitesse égale à $\sqrt{2 \times 180000 \times 0,002}$, soit près de 27 mètres par seconde au bout d'un temps à peu près égal à $\frac{1}{6700}$ de seconde. Le déplacement de l'armature étant très-petit, la force du ressort qui agit sur elle peut être considérée comme constante et, par suite, la trajectoire relative de la plume et du cylindre tournant s'approche beaucoup d'un arc de parabole, compris entre les deux traits tracés sur le cylindre lorsque la plume est au repos, à l'une ou à l'autre extrémité de sa course.

La figure schématique ci-contre (*fig.* 2) représente un tracé obtenu au moyen de cet enregistreur : AB et A′B′ sont les traces laissées par la plume lorsque l'armature butte contre les arrêts qui limitent sa course. CC′ et EE′ sont les traces obtenues en faisant tourner le cylindre avec une vitesse extrêmement petite, la première CC′ correspondant à la rupture du courant et la seconde EE′ correspondant à son rétablissement. Enfin dD et fF sont les traces laissées par la plume lorsque le cylindre est animé d'une vitesse linéaire de 4 mètres par seconde. La sinussoïde SS′, tracée par le diapason, fait connaître la vitesse du cylindre. J'ai indiqué, dans la première partie de ce travail, le procédé que j'emploie pour mesurer le retard de l'étincelle d'induction. Il s'applique, sans modification, à la mesure du retard des enregistreurs. Sur le fond métallique du cylindre est incrusté un secteur isolant d'ébonite, occupant environ 20 degrés de la circonférence du cylindre. Le courant, avant de traverser l'enregistreur, passe par deux frotteurs métalliques, qui appuient constamment sur le fond du cylindre. En réglant convenablement la distance de ces frotteurs, on peut rendre aussi petite qu'on veut la durée de l'interruption du

Fig. 2.

courant produite par le passage du secteur isolant. Pour faire une expérience de retard, on fait d'abord tourner le cylindre avec une vitesse extrêmement petite; on obtient alors, au moment de l'interruption du courant, la trace CC′, qui fait connaître la véritable position du cylindre au moment de l'interruption. De même, la trace EE′ fait connaître la position qui correspond au rétablissement du courant. Cela fait, on rompt le courant et l'on imprime au cylindre une vitesse uniforme qui, dans mes expériences, atteignait 4 mètres par seconde. A chaque tour du cylindre, le courant est interrompu en CC′ et refermé en EE′, et la composition du mouvement de la plume de l'enregistreur avec celui du cylindre donne pour résultante les tracés *d*D et *f*F. J'appelle *retard total de désaimantation et d'aimantation* les durées correspondant aux intervalles C′D et EF.

Si on laisse le cylindre accomplir plusieurs révolutions à une vitesse uniforme et si le retard est constant, les traces faites à chaque tour devront se superposer rigoureusement; c'est ce qui arrive, en effet. J'ai obtenu jusqu'à 80 traces superposées et dont l'épaisseur totale n'était pas plus grande que celle d'une trace unique. Cela n'est vrai toutefois que pour le signal de désaimantation représenté en *d*D. Le retard d'aimantation est, en général, très-variable, de sorte qu'il est nécessaire d'employer exclusivement la rupture du courant quand on veut obtenir des signaux d'une précision absolue.

Je donnerai, dans un prochain article, la description d'autres enregistreurs, destinés à tracer des signaux sur des cylindres animés d'une très-grande vitesse, et je ferai connaître les résultats obtenus avec cet appareil quand on substitue les courants induits aux courants de la pile.

Avec le type représenté (*fig.* 1), le retard C′D peut être réduit à $\frac{1}{4000}$ de seconde et le retard EF à $\frac{1}{600}$ de seconde. On peut donc obtenir près de 600 signaux complets par seconde. Ces résultats sont obtenus avec un seul élément de Bunsen.

NOUVEAU TUBE SPECTRO-ÉLECTRIQUE;

PAR M. B. DELACHANAL,
Préparateur à l'École des Hautes Études,

ET M. A. MERMET,
Professeur au lycée Charlemagne,
Préparateur en chef des Cours de Chimie à l'École Centrale.

L'appareil que nous avons l'honneur de présenter à la Société de Physique permet d'observer, pendant un temps très-prolongé, les spectres des dissolutions métalliques, même lorsqu'on ne peut disposer que de quantités extrêmement faibles de matière; on pourra donc, avec lui, déterminer facilement, et d'une façon très-précise, les positions exactes des raies spectrales, et conséquemment nommer les métaux qu'elles caractérisent.

A tube dans lequel on verse le liquide à analyser.
B tube capillaire dans lequel est soudé le fil de platine *cd* qui constitue l'électrode supérieure.
C bouchon de liége fermant le tube A; il supporte B et lui permet de se mouvoir à frottement doux.
D petit tube capillaire un peu conique, coiffant l'électrode inférieure *f*.
d électrode supérieure.
f électrode inférieure.
ab niveau du liquide.

Pour déterminer au spectroscope les bases contenues dans une dissolution, on se sert, soit d'une flamme dans laquelle on porte sur un fil de platine la substance inconnue, soit d'un tube spécial qui, avec des avantages réels, présente un certain nombre d'inconvé-

nients qu'un premier appareil, présenté par nous à l'Académie des Sciences [1], faisait d'ailleurs disparaître. Ce premier tube spectro-électrique étant un peu compliqué et délicat, et n'ayant pas toujours été bien construit, nous l'avons simplifié et rendu éminemment pratique; il présente alors un certain nombre d'avantages, qui sont les suivants :

1° Fixité de l'étincelle permettant l'observation prolongée des spectres;

2° Suppression du ménisque, et conséquemment des absorptions qu'il produit en cachant en partie l'étincelle;

3° Électrodes enfermées dans un tube spécial, qui préserve l'instrument des projections corrosives;

4° Possibilité de recueillir intégralement la substance examinée;

5° Possibilité de constituer un ensemble de tubes spectroscopiques, renfermant, chacun à demeure, les solutions des divers corps et permettant les démonstrations rapides et les comparaisons; cette sorte de gamme, toujours prête à servir, est disposée sur une planchette percée de trous, contenant chacun un tube.

Le tube fermé A, de 11 centimètres de hauteur et de 1 $\frac{1}{2}$ centimètre de diamètre, est traversé par une électrode inférieure f en platine; dans l'orifice de A s'engage un bouchon de liége C, percé d'un trou dans lequel passe un tube capillaire B; B est traversé par un fil de platine cd, terminé à sa partie supérieure par un anneau, et à sa partie inférieure par une portion droite d qui vient en regard de f; d et f sont les électrodes. La partie importante de l'appareil est un petit tube capillaire, légèrement conique, d'une longueur de 1 centimètre, mobile, et qui coiffe l'électrode inférieure f en la dépassant de $\frac{1}{2}$ millimètre.

Pour faire fonctionner l'appareil, on verse dans le tube A la solution à examiner, en ayant soin de ne baigner l'électrode f et le tube D que jusqu'à mi-hauteur. Soit ab le niveau du liquide, la force capillaire détermine son ascension jusqu'à la pointe de D, sur laquelle se forme une goutte immobile qui s'illumine quand on envoie par c et f un courant d'induction; l'observation peut alors du-

---

[1] *Voir* la description de notre appareil primitif dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. III, p. 325; 1874.

rer un temps très-long, sans intermittence, ce qui permet d'observer et de dessiner les spectres avec la plus grande facilité.

L'appareil est soutenu par un support spécial fixé dans une bague entourant l'extrémité du collimateur; avec ce dispositif, qui est dû à l'habile constructeur M. Duboscq, on peut placer instantanément le tube devant la fente, puis l'enlever, le comparer avec un autre contenant une substance connue, etc. M. Duboscq construit aussi des supports analogues permettant de placer des tubes de Geissler, des cuves pour l'étude des spectres d'absorption, etc.

Avec le tube spectro-électrique, nous réalisons très-rapidement des analyses qualitatives. Le spectroscope qui nous sert étant muni d'un micromètre à vis [1], et, d'autre part, ayant construit une courbe qui représente les rapports des longueurs d'ondes aux divisions de notre micromètre, il nous suffit de déterminer pour chaque raie la division micrométrique; alors, soit avec la courbe, soit avec une table de concordance, nous évaluons la valeur de la longueur d'onde λ; il devient ensuite facile de nommer le métal auquel cette raie appartient. Il est très-avantageux de se servir, pour ces recherches, de l'excellent livre de M. Lecoq de Boisbaudran et des remarquables planches qu'il renferme.

Analyse qualitative faite à l'aide du tube spectro-électrique. — Examen des cendres des sporules du Lycoperdon pratense (*Vesse de Loup*). — Ces sporules sont incinérées dans une capsule de platine; la quantité de matière obtenue est si faible qu'il serait impossible d'appliquer les méthodes ordinaires.

Les cendres sont traitées par l'acide chlorhydrique, et la *silice* séparée par une évaporation à sec.

On attaque le résidu avec *un excès* d'acide chlorhydrique, et la liqueur est introduite dans le tube spectro-électrique. Le tableau suivant indique les résultats obtenus :

---

[1] Pour ces déterminations, nous préférons de beaucoup le micromètre à vis au micromètre à réflexion; le premier, qui est un instrument d'une haute précision, donne des résultats très-exacts, tandis que ceux fournis par le second sont insuffisants. M. Duboscq se propose d'ailleurs d'ajouter à son spectroscope à un prisme un micromètre à vis qui sera accompagné d'un oculaire spécial.

Divisions du micromètre.	Longueurs d'ondes λ.	Métaux correspondants.
17,01	656,5	Hydrogène.
17,82	636,8	Zinc.
18,45	621,4	Calcium.
18,58	618,5	Id.
19,72	594,6	Id.
20,56	578	Cuivre.
21,07	569,2	Id.
24,29	522	Id.
24,56	519,5	Magnésium.
24,63	518	Id.
24,68	517,2	Id.
24,79	516	Cuivre.
25,21	511	Id.
28,02	481,5	Zinc.
28,98	473	Id.
29,47	468,5	Id.
36,02	422,5	Calcium.

Il y a donc dans ces cendres, outre la silice, du cuivre, du zinc, du magnésium et du calcium; à l'aide de la flamme du gaz et du bec de Debray, on y découvre aussi de la soude. L'examen des substances dans la flamme du bec Bunsen ou du bec Debray est encore ce qu'il y a de préférable pour la détermination des oxydes de potassium, de rubidium et de cœsium. La raie 656,5, qui appartient à l'hydrogène, provient de ce qu'il y a un grand excès d'acide chlorhydrique libre.

Grâce à des traitements rationnels, nous espérons arriver à la détermination de mélanges plus complexes, et aussi à pouvoir vérifier la plus ou moins grande valeur des méthodes de séparation des différents métaux.

SUR LES ÉQUILIBRES MOLÉCULAIRES DANS LES MÉLANGES DE LIQUIDES; NOUVEAUX THERMOMÈTRES A MINIMA ET A MAXIMA;

PAR M. E. DUCLAUX.

I. On prend d'ordinaire, comme substances thermométriques, des corps qui ne sont pas au voisinage de leurs changements d'état, et

l'on y gagne une grande régularité dans la manifestation des phénomènes, mais on y perd de la sensibilité. En se tenant, au contraire, au voisinage des périodes critiques, on pourrait avoir des effets très-apparents pour les moindres variations dans l'état thermique.

Tel serait le cas de l'explosion d'un mélange détonant aussitôt une certaine température atteinte; celui d'un abondant dépôt de rosée sous l'action d'un refroidissement très-léger; la production, dans les mêmes conditions, d'un précipité cristallin dans une solution d'un sel très-soluble.

C'est parce que ces phénomènes mettent en jeu des forces intérieures qu'on ne les utilise pas d'ordinaire. La chaleur qui disparaît ou devient sensible, par suite du changement d'état, rend délicate l'appréciation de la température extérieure, et, pour avoir des indications exactes, il faut d'abord laisser l'équilibre se rétablir, puis se mettre en garde contre les phénomènes de sursaturation, très-connus dans le cas de la cristallisation, et qui commencent à apparaître pour le cas de la condensation des vapeurs dans les faits curieux découverts par M. Coulier; mais, à ces deux conditions, la régularité des phénomènes devient très-grande. Un même liquide émet toujours, à la même température, des vapeurs de même tension; un sel soluble, en cristallisant, laisse toujours des eaux mères d'une même composition.

Il est facile de comprendre dès lors que, si le cristal qui se forme est un hydrate à plusieurs équivalents d'eau, on aura des chances d'avoir une abondante cristallisation pour une faible variation de température. En effet, toute parcelle du sel anhydre qui se dépose par suite du froid entraîne et immobilise avec elle une portion du dissolvant, ce qui occasionne un nouveau dépôt, et ainsi de suite, jusqu'à ce que l'équilibre soit rétabli. De plus cet hydrate dégagera, en se solidifiant, d'autant moins de chaleur qu'il renfermera plus d'eau, ce qui augmentera d'autant la sensibilité du phénomène.

La sensibilité serait encore plus grande si l'on pouvait réaliser les mêmes faits avec une solution de deux liquides. Avec eux, pas de sursaturation ni d'intervention des chaleurs latentes; mais précisément, à raison de l'absence de tout changement d'état, il semble difficile de rencontrer dans un pareil mélange les lois que nous venons de voir présider à la cristallisation d'un hydrate solide au sein d'une liqueur. Il faudrait d'abord que les deux couches, que l'action

du froid doit produire dans un mélange homogène et *saturé*, aient une composition constante à la même température. La seconde condition, correspondant, dans le cas de la cristallisation, à la formation d'un hydrate, est que, dans aucune des couches, l'un des liquides ne soit en proportion très-faible par rapport à l'autre.

II. L'expérience prouve pourtant que tous les mélanges liquides réalisent la première condition, et un grand nombre la seconde. Comme celle-ci comprend l'autre et que, lorsqu'elle est réalisée, les phénomènes sont plus nets et plus marquants, je ne parlerai que des mélanges qui la présentent.

Mélangeons, par exemple, à 10 centimètres cubes d'acide acétique cristallisable 5, 10, 15 centimètres cubes de benzine, au voisinage de 20 degrés, nous aurons dans tous les cas un mélange homogène. Refroidissons ces trois liqueurs, nous arriverons pour chacune d'elles à un point auquel elle se trouble et finit par se partager en deux couches.

En prenant 5 centimètres cubes de chacune de ces couches, les agitant avec un excès d'eau pour en dissoudre tout l'acide acétique et titrant celui-ci avec une liqueur alcaline, on pourra savoir ce qu'il y avait d'acide et par suite de benzine dans ces 5 centimètres cubes. On trouve ainsi que la couche supérieure est formée, dans tous les cas, à très-peu près, de $\frac{1}{3}$ d'acide acétique pour $\frac{2}{3}$ de benzine, la couche inférieure de $\frac{2}{3}$ d'acide acétique et $\frac{1}{3}$ de benzine.

La composition de ces deux couches étant ainsi constante, leurs rapports de volume dépendront de la composition du liquide initial. Ainsi, avec les nombres qui précèdent, les deux couches devront être de volumes égaux lorsqu'elles proviendront d'un mélange contenant parties égales des deux substances, et, en effet, 10 centimètres cubes de benzine et 10 centimètres cubes d'acide acétique, exposés à la température de 11 degrés, se partagent en deux couches, dont la supérieure est de $9^{cc},9$, l'inférieure de $10^{cc},1$.

Voici donc un mélange qui peut manifester, par un phénomène aussi marquant que sa segmentation en deux couches d'égal volume, l'existence d'une variation de température très-faible, car à $11^{\circ},2$ le liquide est encore limpide, et l'on pourrait en trouver d'autres pareils, par exemple l'acide acétique et le pétrole; mais le nombre

des combinaisons de deux liquides pouvant donner des effets aussi nets est assez limité.

Dans quelques cas, la séparation se fait à des températures que l'on peut difficilement atteindre : il en est ainsi pour l'eau et l'alcool; et cela fait songer aux expériences de M. Melsens et à l'intéressant travail de M. Guthrie, sur les cryohydrates, analysé dans ce recueil, t. IV, p. 282.

Dans d'autres cas, on se heurte à des phénomènes d'insolubilité : ainsi pour l'eau et l'alcool amylique, qui se dissolvent réciproquement, mais en petite quantité, et pour lesquels la seconde condition dont nous parlions plus haut n'est pas satisfaite.

Toutefois, dans ce cas, il est possible de tourner la difficulté en ajoutant au mélange des deux substances de l'alcool qui les rend solubles l'une dans l'autre. Ce qu'il y a de singulier, c'est que, après les avoir ainsi mises en présence, l'alcool paraît se désintéresser dans leurs relations mutuelles et ne plus jouer qu'un rôle passif. Les équilibres moléculaires se produisent et se détruisent entre l'eau et l'alcool amylique, absolument comme ils le faisaient tout à l'heure entre l'acide acétique et la benzine; et, entre les deux couches qui se forment, l'alcool se partage également, conservant dans chacune d'elles la concentration qu'il avait dans la liqueur initiale.

Ce composé de trois liquides se comporte donc, à quelques égards, comme s'il n'y en avait que deux. On observe encore que, en partant de mélanges différents, les deux couches qui se produisent ont des volumes inégaux, mais des compositions à peu près constantes, et, ici comme plus haut, il est possible de trouver un liquide qui, pour un très-faible abaissement de température, se partage en deux couches de même volume.

On le prépare très-facilement en prenant 10 centimètres cubes d'alcool amylique, 25 centimètres cubes environ d'alcool à 50 degrés, ou l'équivalent en alcool plus concentré, et en ajoutant assez d'eau (environ 7 centimètres cubes à 20 degrés) pour qu'il se produise une légère opalescence. Le plus léger abaissement de température partagera le mélange en deux couches de volumes à peu près égaux. S'il n'en était pas ainsi, on modifierait un peu les proportions ci-dessus. On augmente le volume proportionnel de la couche supérieure en forçant un peu la quantité d'alcool amylique, et celui de la couche inférieure au moyen de l'alcool ordinaire et de l'eau.

Un pareil mélange est, avant sa séparation, dans un état d'équilibre instable. Y introduit-on une trace d'un sel soluble, verse-t-on à sa surface une petite quantité de vapeur de chloroforme, le jeu des adhésions moléculaires est subitement modifié, on voit un trouble se produire et la séparation se faire. Ce qui est plus curieux, c'est qu'il se trouble aussi par l'addition d'une goutte d'eau ou d'alcool amylique, c'est qu'il est également impuissant à les dissoudre et à conserver à leur contact sa composition première. Pour en revenir à une comparaison faite plus haut, ces gouttes jouent le rôle d'un cristal de sel anhydre introduit dans une dissolution saturée pouvant donner un dépôt d'un hydrate à plusieurs équivalents d'eau. Elles commencent une série de déplacements qui ne se termine que lorsque l'équilibre correspondant à la température et à la composition du mélange se trouve établi.

Peut-être semblera-t-il prématuré de placer sur la même ligne ces phénomènes d'adhésion moléculaire entre des liquides inertes et les actions chimiques faibles qui donnent naissance aux hydrates cristallisés. Mais combien y a-t-il de ces hydrates à composition singulière? Combien n'ont été revêtus d'un symbole défini que parce qu'on a attribué à de l'eau mécaniquement interposée, ou à des erreurs d'expérience, toute l'eau qu'on trouvait, en plus ou en moins, sur celle qu'exigeait la formule adoptée? D'ailleurs, ceux qui mettent la formation d'un hydrate instable et celle du sulfate de baryte aux deux extrémités d'une même échelle peuvent-ils se refuser à admettre que cette échelle commence plus tôt, et porte sur ses premiers échelons les phénomènes dont je viens de parler, et en général les phénomènes d'adhésion moléculaire? Je ne le pense pas.

III. Quoi qu'il en soit, ces phénomènes présentent au point de vue pratique un certain intérêt. Le liquide dont je viens de donner la composition, et dont la préparation est si facile, peut servir dans un cours à mettre en évidence les variations les plus faibles de température, par exemple le froid produit par la dissolution du sel marin dans l'eau. Pour rendre plus net le partage des deux couches, il est commode de teindre en rouge le liquide initial à l'aide de quelques gouttes de carmin, qui, après la séparation, se concentrent en vertu d'un phénomène de teinture dans la couche inférieure, laissant la couche supérieure presque incolore.

Inversement, le mélange troublé par une goutte d'eau en excès pourra mettre en évidence les plus légères élévations de température, et non pas seulement celles qui se produiraient dans toute sa masse, mais les variations locales, ce qui est quelquefois plus important. La couche un peu échauffée et limpide présente, grâce à la sensibilité du phénomène, une densité très-peu différente de celle des couches voisines froides et troubles, et reste en place pendant quelque temps. Si l'on plonge dans l'eau tiède un tube à essais renfermant du mélange trouble, et si on le retire au bout de quelques secondes, les portions échauffées au contact de la paroi sont limpides, l'axe du tube est occupé, sur presque toute sa longueur, par un cylindre concentrique assez net de contours, resté trouble parce qu'il est resté froid. Un pinceau de rayons du soleil, passant au travers d'une cuve à faces parallèles renfermant le mélange trouble, y découpe presque subitement une portion limpide.

IV. Mais le meilleur usage à faire de ces liquides est de les employer à construire des thermomètres à minima. En prenant les proportions d'alcool amylique et ordinaire indiquées plus haut, et ajoutant plus ou moins d'eau, on peut faire que le mélange se trouble à une température quelconque. Entre — 10° et +30°, chaque centième d'eau ajouté en plus élève de 1 degré à peu près la température où la séparation du liquide en deux couches se produit. On peut, du reste, dépasser ces limites et exposer le mélange à des froids très-vifs sans qu'il se congèle.

Comme la préparation du mélange peut se faire sur plusieurs litres à la fois, rien n'est plus facile que d'avoir par grandes quantités des liquides se troublant à des températures différentes, échelonnées, par exemple, de degré en degré. On en remplit des tubes que l'on scelle à la lampe, et un certain nombre de ces tubes rangés sur une planchette donnent un petit appareil qui non-seulement donne la température à moins de 1 degré près, par les numéros des deux tubes voisins dont l'un est troublé et l'autre est resté limpide, mais qui peut encore servir de thermomètre à minima. La couche inférieure, plus dense que la couche supérieure dans le rapport de 1,03 à 1, ne s'y mélange plus une fois séparée. L'appareil garde donc l'indication de la température la plus basse qu'il ait subie. Pour le remettre en état, il suffit de l'agiter.

Ce thermomètre est donc très-maniable; par l'emploi du carmin qui colore le liquide entier avant sa séparation et la moitié inférieure quand la séparation est faite, on peut rendre ses indications très-apparentes. Il est en outre d'un prix de revient minime. Ces divers avantages peuvent lui permettre d'aspirer à remplacer les thermomètres à minima ordinaires dans leurs usages les plus communs, l'indication des températures minima de la nuit, celles des appartements, des serres, des magnaneries. La connaissance de la température à 1 degré près est alors amplement suffisante, et, comme l'échelle à parcourir n'est pas très-étendue, on voit disparaître en partie l'inconvénient principal de cet appareil, que chaque tube ne peut indiquer qu'une seule température.

Quant à la précision des indications, elle est très-grande. Si l'on consentait à augmenter le nombre des tubes, on pourrait les échelonner par dixièmes de degré, et alors l'appareil, peu fragile et privé de toute graduation, pourrait servir de thermomètre à minima pour les grandes profondeurs de la mer.

Enfin on peut construire sur le même principe des thermomètres à maxima avec des liquides qui se troublent et se séparent en deux couches lorsque la température s'élève. De ce nombre sont les mélanges d'alcool, d'éther et d'eau, d'acide acétique, d'éther et d'eau, et en général tous les mélanges où entre l'éther. Pour la construction et le mode de fonctionnement de ces thermomètres, je n'aurais qu'à reproduire les détails qui précèdent, et les tâtonnements à faire pour arriver au meilleur résultat sont trop simples pour que je croie devoir y insister ici.

MESURES ÉLECTROMÉTRIQUES;

PAR M. BRANLY.

Après la lecture d'un article publié dans ce journal au mois de novembre (t. IV, p. 324), j'ai pensé nécessaires quelques explications sur l'électromètre dont je fais usage. Avec cet instrument, qui a été décrit dans ses parties essentielles, on mesure, pendant le passage du courant, les forces électromotrices, les résistances et la polarisation. Plusieurs physiciens le font servir à l'étude de l'élec-

tricité atmosphérique. Sa simplicité ne limite donc en rien son emploi, et cette simplicité permet de reconnaître rapidement la cause des perturbations qui peuvent se présenter.

Quand la pile de charge est convenablement disposée, elle conserve un potentiel constant. Depuis un an, j'ai adopté le mode suivant de construction. Pour former le couple, qui est en zinc amalgamé et en platine, on prend un fil de platine de $\frac{1}{2}$ millimètre de diamètre, on en plonge l'extrémité dans du chlorure de zinc et on l'introduit dans un fil de zinc de 2 millimètres de diamètre, chauffé à un bout jusqu'à un commencement de fusion. Le zinc, en se refroidissant, serre très-fortement le platine. Les couples sont courbés et disposés en séries dans des tubes de verre. Ces tubes ont une hauteur de 3 centimètres et un diamètre un peu supérieur à 1 centimètre; ils sont collés sur une plaque de caoutchouc durci et remplis jusqu'au trois quarts d'eau filtrée, qu'on a fait bouillir quelques instants auparavant. Au-dessus de l'eau, on verse une solution chaude de paraffine dans l'essence légère de pétrole; la paraffine se congèle bientôt et forme un bouchon. Deux jours après, on étend au pinceau, sur ce bouchon, plusieurs couches de vernis à la gomme laque, et l'élément peut ainsi se conserver très-longtemps sans altération et sans entretien. Des piles de 50 et 100 éléments, que j'ai ainsi fabriquées, ont conservé à très-peu près la même force depuis un an. Leur transport est également très-aisé [1]. Je me suis servi avec avantage de ces piles dans plusieurs recherches d'électricité statique.

Afin de vérifier si l'aiguille mobile, chargée par une de ces piles, garde un potentiel invariable, j'ai recours au procédé suivant. Dans le circuit d'une pile constante sont intercalées une boussole des tangentes et une bobine de résistance. L'intensité du courant, mesurée par la boussole, est proportionnelle à la différence de potentiel aux deux extrémités de la bobine : cette différence de potentiel est déterminée par l'électromètre. Dans le même jour, le coefficient de proportionnalité ne varie pas. A plusieurs jours d'intervalle, on constate parfois une petite différence, mais la lecture faite à la boussole donne le facteur par lequel il faut multiplier l'indication nouvelle pour la comparer à l'ancienne. On peut remarquer que

[1] M. Bourbouze se charge de leur construction et en a expédié plusieurs à l'étranger.

cette comparaison avec la boussole permet d'exprimer en unités électromagnétiques l'intensité du courant obtenue au moyen de l'électromètre.

J'ajouterai que, les impulsions étant dans des limites étendues proportionnelles aux positions d'équilibre, l'observation d'une impulsion suffit pour la mesure d'une intensité ou d'une résistance. Enfin, par un commutateur particulier, je ramène assez vite l'aiguille à sa position d'équilibre en lançant, pour calmer son mouvement, des charges alternativement contraires dans les secteurs.

INFLUENCE DE L'ILLUMINATION SUR LA CONDUCTIBILITÉ DU SÉLÉNIUM CRISTALLISÉ;

PAR M. W. SIEMENS [1].

(TRADUCTION PAR M. BOUTY.)

La propriété que possède le sélénium cristallisé, de mieux conduire l'électricité quand il est soumis à l'action de la lumière, a été observée d'abord par Willougby Smith et étudiée par Sale [2]. J'ai constaté moi-même l'exactitude du fait. La conductibilité spécifique du sélénium rendu cristallin par une élévation de température de 100 ou 150 degrés est encore fort petite et extrêmement variable; de plus, l'accroissement qu'elle subit par l'illumination est très-capricieux, en sorte qu'on n'a pu établir la loi de cet accroissement. Je suis parvenu, soit en portant le sélénium amorphe à la température de 210 degrés C., soit en laissant refroidir jusqu'à la même température le sélénium fondu, à obtenir par l'action prolongée du même degré de chaleur une variété cristalline du sélénium à grains grossiers qui possède une conductibilité beaucoup plus grande et véritablement métallique, laquelle se conserve sans altération et décroît par l'élévation de la température. L'action de la lumière sur cette variété de sélénium est aussi beaucoup plus grande et paraît constante. En soudant deux spirales plates à environ 1 millimètre l'une de l'autre dans la masse du sélénium, j'ai

---

(1) *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 334; 1875.
(2) SALE, *Annales de Poggendorff*, t. CL, p. 333.

obtenu un appareil très-sensible à l'action de la lumière. Les rayons calorifiques obscurs *n'ont pas d'action directe* sur la conductibilité du sélénium, et tout échauffement *la diminue*. La lumière diffuse du jour double déjà cette conductibilité, et la lumière solaire directe la rend *au moins décuple*. L'accroissement de la conductibilité par l'illumination disparaît extrêmement vite. Sa diminution est en quelque sorte instantanée; mais il faut cependant un peu plus longtemps pour que l'état correspondant à l'obscurité complète se rétablisse. L'accroissement de la conductibilité n'est pas proportionnel à l'intensité lumineuse, mais varie à peu près proportionnellement à sa racine carrée.

J'espère pouvoir utiliser cette propriété intéressante du sélénium pour la construction d'un photomètre très-exact.

J.-L. HOORWEG. — Ueber die Diathermancie von feuchter Luft (Pouvoir diathermane de l'air humide); *Annales de Poggendorff*, t. CLV, p. 385, 1875.

L'air humide est-il moins diathermane que l'air sec?

L'auteur rappelle en commençant les discussions que souleva cette question si importante pour la Météorologie. On sait que M. Tyndall, en 1862, conclut de ses expériences que l'air humide absorbe la chaleur rayonnante plus que l'air sec. De part et d'autre d'une pile thermo-électrique, M. Tyndall plaça deux sources de chaleur, de façon que l'aiguille du galvanomètre restât au zéro; puis, entre l'une des sources et la pile, il intercalait le gaz ou la vapeur à étudier. Il enferma d'abord l'air humide dans un cylindre horizontal clos par deux plaques de sel gemme; mais ensuite il modifia cette partie de son dispositif. Magnus ayant objecté que le sel gemme était hygrométrique, M. Tyndall supprima ces plaques. Magnus fit ensuite remarquer qu'une partie des rayons reçus par la pile avaient été réfléchis sur la paroi intérieure du cylindre horizontal, et que le pouvoir réflecteur de cette paroi variait en sens inverse de l'état hygrométrique de l'air; à l'appui de cette objection, Magnus montra que, dans un air non saturé, de l'eau se condense à la surface de la paroi, lors même que celle-ci est de 12 degrés plus chaude que l'air; il appelle ce phénomène *vaporhésion*. M. Tyndall

alors supprima le cylindre horizontal; il fit monter une colonne d'air humide entre l'une des sources de chaleur et la pile thermo-électrique, et il observa encore une absorption de chaleur.

M. Hoorweg adopte cette dernière disposition de M. Tyndall en la modifiant; il supprime les écrans latéraux sur lesquels il pourrait y avoir vaporhésion.

Le vent d'une soufflerie acoustique traverse un vase rempli de fragments de silex mouillés; de là il arrive dans une longue caisse dont le couvercle, percé de trous, forme pomme d'arrosoir; il monte entre la pile et l'eau des sources de chaleur sous forme d'une colonne verticale de 1 mètre d'épaisseur. La quantité de chaleur reçue de ce côté par la pile diminue aussitôt d'une manière sensible. Quand on remplace l'eau par un liquide plus volatil (éther, sulfure de carbone, etc.), la diminution est considérable. Il y a augmentation au lieu de diminution, quand on remplace le silex mouillé par du chlorure de calcium. M. Hoorweg conclut donc que la vapeur d'eau, d'éther, etc. augmente le pouvoir absorbant de l'air pour la chaleur rayonnante.

Peut-être ces expériences comportent-elles une cause d'erreur dont l'auteur ne parle pas. En insufflant de l'air sur une paroi imbibée d'un liquide volatil, on produit du froid, l'air qui sort de l'appareil à évaporation est plus froid que l'air qu'il déplace, et agit sur la pile par rayonnement. Inversement l'appareil à dessiccation échauffe l'air qui le traverse.

J. LIPPMANN.

L. BOLTZMANN. — Experimentelle Bestimmung der dielektricitäts-Constante einiger Gaze (Mesure de la constante diélectrique de quelques gaz); *Poggendorff's Annalen*, t. CLV, p. 403, 1875.

Un condensateur puissant est chargé, au moyen d'une batterie de 300 Daniell; un électromètre est en communication avec l'armature qui est en communication avec la terre : il indique donc une déviation nulle. On interrompt la communication avec la terre, et l'on ajoute 1 Daniell aux 300 éléments; on obtient alors une déviation positive ($+\beta$); en enlevant cet élément, l'aiguille revient au zéro; on fait alors le vide rapidement dans le récipient qui contient le condensateur, et l'aiguille est déviée négativement ($-\alpha$),

ce qui indique que le gaz dilué a un coefficient diélectrique moins grand. Si D_1 est le coefficient diélectrique du gaz dilué, D_2 celui du gaz avant qu'on ait fait le vide, le rapport $\frac{D_2}{D_1}$ est $1 + \frac{\alpha}{300\beta}$.

L'expérience montre que, si b_1 et b_2 sont les pressions initiale et finale du gaz, le rapport $\frac{\alpha}{300\beta(b_2 - b_1)}$ est constant; par conséquent le coefficient diélectrique D croît proportionnellement aux pressions, et l'on peut écrire

$$D = D_0\left(1 + \frac{\lambda b}{760}\right)$$

pour la valeur du coefficient correspondant à la pression b; d'autre part, D_0 est l'unité par définition.

Les valeurs de λ pour l'air, l'hydrogène, etc., sont données dans le tableau suivant, pour une température de 15 degrés environ :

Air	0,00055
CO^2	0,00089
H	0,00025
CO	0,00065
Az^2O	0,00094
Gaz oléfiant	0,00124
Gaz des marais	0,00089

Ces nombres paraissent approchés à $\frac{1}{10}$ près.

En les comparant aux indices de réfraction de ces gaz, la relation théorique de Maxwell, $D = i^2$, *paraît vérifiée*.

A. Potier.

D. BOBILEFF, privat-docent à l'Université de Saint-Pétersbourg. — Sur la forme et la position des franges d'interférence de l'appareil de M. Jamin; *Comptes rendus de la Société de Physique de Saint-Pétersbourg.*

On observe ordinairement dans l'appareil de M. Jamin [1] l'interférence des rayons du second ordre, c'est-à-dire de ceux dont chacun a subi une réflexion sur la face antérieure d'un miroir, et

[1] *Voir* le *Cours de Physique de l'École Polytechnique*, t. III, p. 539 et suiv.

un autre sur la face postérieure de l'autre. La différence de phase de ces deux rayons s'exprime par

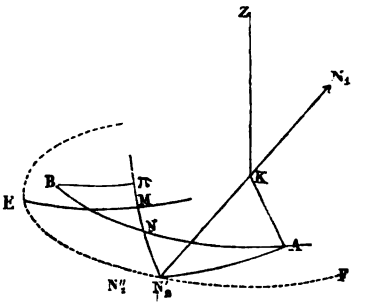
$$(1) \qquad 2D\left(\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \sqrt{n^2 - \sin^2\beta}\right),$$

si l'on nomme D l'épaisseur des deux miroirs, α et β les angles d'incidence des rayons sur l'un et sur l'autre, et n l'indice de réfraction du verre dont ils sont faits.

Tous les rayons de lumière diffuse qui tombent sur le premier miroir parallèlement à une même direction restent parallèles entre eux après les deux réflexions et viennent converger en un même point du plan focal de la lunette, à l'aide de laquelle on les observe. Cela posé, on peut représenter le phénomène de la manière suivante :

Du point K (*fig.* 1), centre optique de l'objectif de la lunette, décrivons une sphère de rayon égal à la distance focale de cet objectif; représentons par KZ une parallèle à l'axe vertical de rotation

Fig. 1.



du second miroir, par EF le grand cercle suivant lequel la sphère coupe le plan horizontal. Quand les deux miroirs étaient parallèles entre eux, la perpendiculaire au plan du second, N'_2K, était le prolongement de la perpendiculaire au plan du premier, KN_1 ; mais actuellement l'axe du second miroir est venu prendre la position NK en tournant de l'angle $\mu = N''_2 N'_2$ autour de l'axe vertical et de l'angle $\delta = N'_2 N$ autour de l'horizontal. Supposons que KA représente la direction que prennent, après la réflexion sur le premier miroir, les rayons de l'angle d'incidence α, et KB leur direction après la seconde réflexion. Nommons β l'angle BKN = AKN ; le point B représentera

sur la sphère le point de réunion de tous les rayons qui tombent sur le premier miroir sous l'angle α, et sur le second sous l'angle β.

Il est évident, d'après la formule (1), que la première frange brillante sera le lieu des points de la surface de la sphère pour lesquels $\alpha = \beta$. Si l'on prolonge l'arc $N'_1 N$ de la longueur $N\pi = N'_1 N$ et si l'on joint le point π, ainsi obtenu, avec le point B par un arc de grand cercle, on voit que

$$\pi B = N'_1 A = \alpha.$$

La première frange lumineuse est donc un arc de grand cercle ME mené par le milieu de πN perpendiculairement à ce dernier.

Pour exprimer les équations des autres franges, l'auteur emploie des coordonnées sphériques : il assimile la première frange à l'équateur et prend le grand cercle passant par N et π comme première méridienne. Il nomme φ la latitude de B, Ψ sa longitude et h la longueur de l'arc πN. L'équation de la frange correspondant à la différence de marche de m demi-ondes sera généralement

$$(2) \qquad \frac{m\lambda}{4D} = \sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \sqrt{n^2 - \sin^2\beta}.$$

En faisant d'abord, avec M. Jamin, $n = 1$, on aura, après transformations,

$$\varphi = \arc\sin\left(\frac{m\lambda}{4D}\,\frac{1}{2\sin\frac{h}{2}}\right).$$

Chaque frange formera dans ce cas un cercle parallèle, dont la distance à l'équateur croîtra avec h.

Mais, si l'on considère l'équation générale (2), on aura une autre forme de courbes

$$\varphi = \arc\sin\left[\frac{m\lambda}{8D\sin\frac{h}{2}}\left(1 + \frac{n^2 - 1}{\cos^2\gamma\cos^2\frac{h}{2} - \frac{m^2\lambda^2}{16D^2}}\right)^{\frac{1}{2}}\right],$$

où $\cos\gamma = \cos\varphi\cos\Psi$. Cette équation représente des courbes qui rencontrent à angle droit la première méridienne et qui montent après vers les pôles de l'équateur. L'auteur discute l'influence des angles μ et δ sur l'inclinaison des franges, démontre qu'elles ne peuvent être rigoureusement horizontales qu'à la condition $\mu = 0$, $\delta = 0$,

et fait quelques remarques relatives à l'ensemble du phénomène, en réservant la continuation pour une Note prochaine. Pour le cas où $\delta = 0$, les franges deviennent verticales; l'auteur a constaté ce fait en employant la lumière du sodium.

WOLDEMAR LERMONTOFF,
Préparateur de Physique à l'Université de Saint-Pétersbourg.

CH. TOMLINSON. — On some phenomena connected with the boiling of liquids (Sur quelques phénomènes relatifs à l'ébullition de liquides); *Philosophical Magazine*, 4e série, t. XLIX, p. 432-448 (juin 1875), et t. LX, p. 85-100 (août 1875).

Je me suis attaché à rassembler, dans un Mémoire inséré dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. IV, p. 335, les preuves expérimentales qui établissent que, toutes les fois qu'on voit se produire des bulles de vapeur au sein d'un liquide chauffé au-dessus de la température normale de l'ébullition, on peut mettre en évidence l'existence d'une atmosphère gazeuse qui sert de milieu dans lequel se dégage la vapeur. A l'occasion de cette publication, M. Ch. Tomlinson a fait paraître dans le *Philosophical Magazine* deux Mémoires dans lesquels, sans nier l'exactitude de mes expériences et sans en donner une explication différente de celle que j'ai proposée, il essaye cependant de soutenir des propositions contraires qu'il avait déjà formulées à diverses reprises. Je n'entrerai pas dans une discussion détaillée de ces propositions : je m'attacherai seulement à deux points importants qui sont susceptibles du meilleur contrôle qu'on puisse invoquer dans toute discussion scientifique, le contrôle expérimental.

1° L'auteur prétend que les gaz ne jouent pas dans le phénomène de l'ébullition le rôle déterminant que je leur ai attribué; 2° il admet qu'il existe des corps qui ont la propriété, pour ainsi dire spécifique, de provoquer et d'entretenir l'ébullition, et il les appelle des *noyaux*.

J'ai démontré, par les expériences indiquées dans mon Mémoire, que, dans toutes les circonstances où des bulles de vapeur prennent naissance au sein d'un liquide, elles contiennent une certaine quantité de gaz qu'il est toujours possible de mettre en évidence, et que réciproquement l'introduction d'une bulle gazeuse, si petite qu'elle

soit, dans un liquide surchauffé, provoque immédiatement une ébullition dont l'intensité dépend du degré de surchauffe. Ces expériences sont d'une netteté parfaite, et elles ne présentent de difficultés que pour les personnes étrangères à l'art de l'expérience; je ne crois pas qu'il soit nécessaire d'insister sur ce point.

Pour ce qui est de la propriété de provoquer l'ébullition, dont jouiraient un certain nombre de corps, suivant M. Tomlinson, je crois utile d'en parler avec quelques détails qui me semblent de nature à éclairer la question. Les corps que M. Tomlinson regarde comme des noyaux peuvent être divisés en deux catégories : l'une qui comprend des substances telles que le phosphore, les corps gras, etc., et l'autre dans laquelle se trouvent des corps poreux, tels que le coke, le charbon, la mousse de platine, etc. Les premiers deviennent inactifs lorsqu'on les débarrasse du gaz qui adhère à leur surface, comme je l'ai démontré ailleurs (*Annales de Chimie et de Physique,* 5e série, t. IV, p. 365). Il en est de même des corps poreux lorsqu'on les a fait servir plusieurs fois de suite à entretenir l'ébullition d'un liquide pendant un temps qui varie avec la nature de ces corps. M. Tomlinson, qui jusqu'ici avait cité le coke, le charbon et la mousse de platine comme les noyaux les plus actifs, n'en parle plus dans ses deux dernières publications, mais il y appelle particulièrement l'attention sur les propriétés d'un charbon spécial, celui que l'on prépare avec la noix de coco. Ce corps est, en effet, très-actif; mais il faut remarquer que c'est un de ceux qui condensent le plus abondamment les gaz dans les conduits capillaires dont les charbons sont traversés. Il ne se distingue des autres que parce qu'il est plus difficile de le rendre inactif; mais, en l'immergeant dans de l'eau que l'on soumettra à une longue ébullition et que l'on refroidira ensuite, et en répétant un certain nombre de fois ces deux opérations, on le rendra de moins en moins actif, et, si l'on y met suffisamment de temps et de patience, on arrivera à le rendre inactif, comme le coke, le charbon et la mousse de platine que l'on soumet à ce traitement. Ce qui se passe dans ce cas s'explique aisément : le charbon de noix de coco est percé de conduits capillaires pleins de gaz; si on l'immerge dans l'eau que l'on amène à l'ébullition, ce gaz détermine la formation de la vapeur dès que la température normale de l'ébullition est atteinte, et chaque bulle de vapeur en entraîne seulement une

fraction de ce qui reste, de sorte que, si l'on n'arrêtait pas l'expérience, l'ébullition pourrait indéfiniment continuer sans surchauffe, une bulle de gaz infiniment petite suffisant à entretenir l'ébullition. Vient-on à refroidir le liquide, si le gaz diminue de volume sans se dissoudre complétement, quelque petit que soit son volume, la vapeur s'y développe et se dégage; mais, si la dissolution est complète, le liquide peut être surchauffé sans bouillir. Il est clair que, la dissolution d'une bulle gazeuse dans un liquide étant toujours très-lente, il y aura d'autant plus de chance pour qu'elle soit complète qu'on aura attendu plus longtemps avant d'essayer sur le liquide l'action de la chaleur : c'est ce que l'expérience confirme. M. Tomlinson, qui a constaté ce fait, se refuse à admettre l'explication précédente, et, pour en rendre compte, il prétend que, pendant le refroidissement de l'eau que l'on vient de soumettre à une longue ébullition, la condensation de la vapeur par le charbon de noix de coco est *plus intense* au bout de vingt-quatre heures qu'après cinq minutes. Cette idée est tellement en dehors de tout ce qui est établi sur les propriétés des vapeurs que je ne crois pas qu'il soit utile de la discuter.

Du reste, dans son dernier Mémoire, M. Tomlinson ne nie plus absolument que les gaz ne jouent un certain rôle dans le phénomène, et il est vraisemblable que, si, en même temps qu'il confie à d'autres le soin de faire les expériences, il essaye de les réaliser lui-même, il finira par attribuer aux gaz introduits au sein du liquide une importance de plus en plus grande dans le mécanisme du phénomène.

D. Gernez.

L. SAUER. — Experimente über die Sichtbarkeit ultravioletter Strahlen (Visibilité des rayons ultra-violets); *Annales de Poggendorff*, t. CLV, p. 602, 1875.

A diverses reprises, la visibilité des rayons ultra-violets dans le spectre solaire a été signalée par les physiciens, en particulier par Stokes (1), Helmholtz (2), Eisenlohr (3) et Sekulic (4). Les expérimentateurs ne paraissent pas absolument d'accord sur les limites, ni sur la teinte fort différente du violet ou du rouge que présente cette

(1) Stokes, *Philosophical Transactions*, 1852.
(2) Helmholtz, *Annales de Poggendorff*, t. XCIV, p. 205.
(3) Eisenlohr, *ibid.*, XCVIII, p. 368.
(4) Sekulic, *ibid.*, CXLVI, p. 157.

lumière ; elle se rapprocherait plutôt du gris, comme le témoignent les expressions diverses (*bläulich grau, silber grau*) par lesquelles on la désigne.

Voici les conditions nouvelles dans lesquelles cette lumière s'est présentée à M. Sauer. Il projetait le spectre du zinc sur un écran en papier, et il aperçut au delà du violet une bande lumineuse assez vive pour être distinguée par tous les spectateurs. En répétant l'expérience avec une pile de 36 grands éléments Bunsen, il a pu retrouver la lumière ultra-violette dans le spectre de la lumière électrique jaillissant entre deux pointes de charbon ; le phénomène est encore plus apparent si l'on éteint les rayons peu réfrangibles par l'emploi d'un verre coloré par l'oxyde de manganèse, et, si l'on remplace le prisme de flint par un prisme de sulfure de carbone, alors la lumière ultra-violette paraît d'un gris d'argent, et son étendue est presque égale à celle du spectre ordinaire. Elle se compose de deux bandes, dont la première, qui est la moins vive, n'est séparée du violet que par un espace sombre, étroit, tandis que la deuxième bande, plus large et plus vive, est séparée de la première par une large bande sombre.

Le zinc, l'étain fournissent, dans le spectre ultra-violet, leurs bandes lumineuses propres, toujours avec la même coloration gris d'argent ; mais toutes ces apparences cessent de se produire si, au lieu de projeter les spectres, on les observe directement à l'aide du spectroscope. Ils disparaissent même dans les spectres objectifs, quand la pile employée à produire l'arc électrique n'est pas assez forte. Aurait-on affaire à un simple phénomène de fluorescence du papier sur lequel on projette les spectres ? L'auteur suggère cette interprétation assez plausible ; mais il serait bon toutefois de la vérifier, par des expériences plus concluantes et plus complètes que celles de M. Sauer. E. Bouty.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne) ; premier semestre 1875.

K. PUSCHL. — Sur les changements de volume du caoutchouc par la chaleur, p. 1.

Des expériences de Schmulewitsch, qui montrent que le caoutchouc libre se dilate par échauffement et se contracte au contraire

s'il est fortement tendu, et de cette considération théorique, que l'élasticité d'un corps croît avec la température lors d'un maximum de densité et décroît par échauffement lors d'un minimum, l'auteur conclut que le caoutchouc a un *minimum* de densité dont la température s'abaisse à mesure que la tension augmente. Cette température serait supérieure à la température ordinaire pour le caoutchouc sans tension, et son coefficient de dilatation serait positif; elle serait inférieure et le coefficient serait négatif pour le caoutchouc fortement tendu.

VON LITTROW (ARTHUR). — Conductibilité pour la chaleur de diverses espèces de terres sèches ou humides, p. 4.

Les terres sont dans des cylindres de caoutchouc; des thermomètres, espacés de 6 en 6 centimètres, permettent de suivre la marche de la chaleur par la méthode employée par Despretz pour l'eau.

L'état d'agrégation mécanique des terres sèches a sur la conductibilité une influence prépondérante, devant laquelle on peut négliger l'état pétrographique ou chimique. Les terres humides conduisent mieux la chaleur que les terres sèches, la conductibilité de l'eau étant supérieure à celle de l'air interposé.

A peu d'exceptions près, les terres humides conduisent mieux que l'eau.

TOEPLER. — Note sur la détermination expérimentale du diamagnétisme à l'aide de son pouvoir inducteur électrique, p. 13.

Deux bobines à gros fil A et B sont dans le circuit d'une pile à courant constant. Elles renferment deux bobines d'induction *a* et *b*, reliées à un galvanomètre différentiel à miroir, agissant en sens inverse, et dont on compense exactement les effets en introduisant dans la bobine la plus faible une bobine auxiliaire, mobile à l'aide d'une vis micrométrique et pénétrant ainsi plus ou moins loin dans la bobine inductrice. Lorsqu'on a ainsi compensé les courants d'induction ordinaire, on introduit dans la bobine A un corps magnétique ou diamagnétique, qui reçoit une polarité spéciale par l'action de cette bobine et qui développe alors dans la bobine d'induction *a* un courant capable d'agir sur le galvanomètre.

Ce courant est encore trop faible pour produire une déviation

appréciable de l'aiguille. Un premier commutateur change brusquement la direction du courant dans les bobines A et B; un second règle la direction des courants induits dans *a* et *b*, de manière qu'ils agissent toujours dans le même sens sur l'aiguille; un troisième permet de ne faire agir ces courants que lorsque l'aiguille est à la limite convenable de son excursion.

Avec des bobines inductrices de 500 tours, induites de 1000, et de 1 à 6 couples Bunsen, un morceau de bismuth de 200 grammes donne une déviation de 15 parties de l'échelle. Un fil de fer de $0^{gr},0044$ donne, dans les mêmes circonstances, une déviation *de sens contraire* mesurée par 556 parties.

L'auteur propose d'augmenter la sensibilité du galvanomètre à miroir en plaçant vis-à-vis de ce dernier une lame de verre étamé, et disposant l'échelle et la source de lumière de telle sorte que les rayons n'arrivent à l'observateur qu'après avoir subi deux réflexions sur le miroir mobile.

De la lecture s des distances D, d de la règle et du miroir fixe au miroir mobile on déduit la déviation

$$\tang \alpha = \frac{s}{4(D+d)}.$$

OBERMAYER (Albert). — Influence de la température sur le coefficient de frottement de l'air, p. 38.

L'auteur fait passer un courant d'air dans des espaces capillaires à diverses températures comprises entre celle d'un mélange de glace et de sel à la température de fusion de la paraffine.

Ses expériences confirment celles de M. Mayer. Celles qui ont été faites avec une différence constante de pression conduisent à la formule suivante, qui donne le coefficient de frottement :

$$\mu = 0{,}00016747(1 - 0{,}002723\,t).$$

L. PFAUNDLER. — Sur la chaleur dégagée par le mélange d'eau et d'acide sulfurique et la relation qui existe entre la température obtenue et la chaleur moléculaire ainsi que le point d'ébullition de l'hydrate correspondant, p. 7.

Les expériences conduisent à des relations qui reproduisent, à des constantes près, celles de M. Thomsen, de Copenhague.

L. PFAUNDLER ET E. SCHNEGG. — 1° Sur la température de congélation des hydrates d'acide sulfurique, p. 40. — 2° Sur les mélanges réfrigérants et en particulier sur celui de neige et d'acide sulfurique, p. 67.

1° L'acide très-étendu fait fondre seulement la neige.

La température de congélation descend rapidement jusqu'à ce que la proportion d'acide soit 35 pour 100. Entre 35 et 73 pour 100, l'acide ne se prend pas en masse, même dans un mélange d'acide carbonique solide et d'éther. La congélation reparaît pour des proportions plus fortes. Les cristaux qui se forment sont alors du bihydrate. La température de congélation monte rapidement et atteint un maximum de + 8,31, correspondant à 84,48 pour 100 de bihydrate pur; puis elle baisse jusqu'à — 40° à — 45°, correspondant à 94,3 pour 100. C'est alors un monohydrate qui cristallise. Enfin elle remonte jusqu'à + 6°,79, correspondant au monohydrate pur.

2° Des équations qui donnent, pour diverses proportions des deux corps, la quantité de chaleur absorbée et la température, on calcule, par différentiation, la place et la grandeur des maxima de chaleur et de la température; ils dépendent de la température de congélation du mélange d'eau et d'acide employés.

L'acide le plus convenable est représenté par $SO^4H^2 + 2,87\,H^2O$; il correspond à 66,19 pour 100 d'acide; on doit prendre l'acide et 1,097 de neige : on obtiendrait ainsi — 37°.

Lorsque de tels mélanges servent à refroidir d'autres corps, il y a avantage à mettre un excès de neige; quoique la température extrême soit, dans ce cas, moins basse, le refroidissement est plus grand.

E. MACH ET MERTEN. — Double réfraction du quartz par pression, p. 30.

Un prisme de Nicol associé à un prisme achromatique tourne rapidement autour de son axe. On observe au travers une lame de quartz couverte d'un écran noir, percé d'un seul trou qui laisse passer la lumière. Ce trou apparaît à l'observateur comme un cercle sur lequel s'étalent les couleurs correspondant aux divers azimuts du prisme. Ce cercle coloré se met à tourner si l'on presse le quartz dans un sens perpendiculaire à l'axe. On peut projeter ce cercle sur un écran.

E. MACH ET G. v. OSNOBISCHIN. — Étude de la dispersion anomale à l'aide des interférences, p. 51 et 82.

Deux rayons n'interfèrent pas si l'un d'eux a traversé une lame à dispersion anomale, à cause de leur différence d'intensité. L'interférence est possible si l'on affaiblit convenablement le rayon le plus intense sans introduire de nouvelles différences de marche. On opère avec la lumière solaire directe ou polarisée par un Nicol. Elle rencontre deux quartz de même épaisseur, l'un droit, l'autre gauche, puis un deuxième Nicol. On peut, en tournant le Nicol, réaliser l'égalité d'intensité des deux rayons.

On s'est servi des demi-lentilles de Billet, des plaques de Jamin, ou d'une double fente. On recouvre l'une d'elles avec une plaque de fuchsine et l'on diminue la longueur de l'autre pour ramener les intensités des deux faisceaux à l'égalité. Si, les fentes étant verticales, éclairées par un point brillant, on place devant l'œil un prisme horizontal, on voit un système de franges courbées en S, ce qui prouve que la déviation varie d'une couleur à l'autre d'une manière anomale. On peut modifier comme il suit la méthode de la réflexion totale employée par Christiansen.

On observe une fente verticale au travers d'un prisme à réflexion totale, à arêtes verticales; la lumière tombe ensuite sur un prisme horizontal; on a un spectre partagé en une partie sombre et une claire par une courbe qui correspond à la limite du bleu. On recouvre la surface réfléchissante du premier prisme avec une solution de fuchsine; la courbe limite se partage alors en deux branches, séparées l'une de l'autre, présentant l'aspect des courbes que Kundt produit en associant en croix un prisme à dispersion normale et un prisme à dispersion anomale.

WOSYKA. — Sur la marche de l'étincelle électrique, p. 83.

Les expériences de Tœpler, de Mach et de Fischer montrent que, à une distance appréciable de la route suivie par l'étincelle, son action se réduit à un mouvement vibratoire de l'air. Les expériences d'Antolik confirment cette opinion, en faisant voir que l'action de l'étincelle semble se réfléchir sur les obstacles, que la vitesse de formation des figures que donne l'étincelle frappant un disque noirci qui tourne est de l'ordre de la vitesse du son.

On peut obtenir des figures délicatement tracées de l'interférence de deux ondes, en employant deux étincelles successives pour produire de telles figures.

H. PULUJ. — Appareil de cours servant à mesurer l'équivalent mécanique de la chaleur, p. 85 et 128.

Deux troncs de cône en fonte s'emboîtent l'un dans l'autre, en ne frottant que sur leurs parois latérales. Le cône extérieur est axé sur un arbre vertical et reçoit ainsi un mouvement de rotation. Le cône intérieur est rempli de mercure et sert de calorimètre; on y place un thermomètre.

Le couvercle de bois du dernier cône porte un levier de bois horizontal; à l'un des bras est fixé un fil qui passe sur une poulie et supporte un poids; l'autre fait contre-poids. On fait tourner le cône extérieur; il entraîne l'intérieur et aussi le levier qui, pour une charge convenable, se trouve bientôt faire un angle droit avec la partie horizontale du fil. Tout ce système forme une espèce de frein de Prony renversé, qui permet de calculer le travail. Le cône intérieur étant maintenu au repos par la charge du fil, il y a un frottement des deux cônes et un dégagement de chaleur qui fait monter le thermomètre; de l'élévation de température observée au bout de 30 à 60 secondes et de la valeur en eau du calorimètre on déduit la quantité de chaleur dégagée. La moyenne de cinquante-sept expériences est 426,7.

V. LANG. — Influence de la température sur la polarisation rotatoire du quartz, p. 86.

Une plaque de quartz de $36^{mm},78$ d'épaisseur est observée à deux températures différentes : 20 et 94 degrés. On mesure l'angle de rotation par la méthode de Broch, en employant un spectroscope qui reçoit sur sa fente la lumière qui a traversé le quartz placé entre deux Nicols. La source de lumière est un brûleur Bunsen, dont la flamme est successivement colorée par le lithium, le sodium, le thallium. On place à chaque fois le fil de la lunette sur chacune des raies caractéristiques des trois métaux; puis on substitue au brûleur une lampe d'Argand ou la lumière Drummond, si l'on veut opérer sur les rayons rouges. On a ainsi un spectre continu, ce qui est nécessaire dans la méthode de Broch. On mesure les angles de rotation dont on doit

faire tourner le Nicol oculaire pour amener sur le fil de la lunette chacune des bandes noires qui se produisent dans le spectre, et en rapportant ces angles à chacune des raies lumineuses des métaux prises comme points de repère.

L'auteur conclut de ses expériences que les changements relatifs des angles de rotation du quartz, dus à la température, sont les mêmes pour toutes les couleurs.

En appelant δ_0 l'angle obtenu à zéro pour une couleur et δ_t l'angle à t°, on a pour le quartz employé

$$\delta_t = \delta_0(1 + 0{,}000149t),$$

avec une erreur de $\pm 0{,}000003$.

Si l'on veut tenir compte de la dilatation du quartz et ramener la rotation à ce qu'elle serait si l'épaisseur du quartz eût été invariable, on prend la formule

$$\delta_t = \delta_0(1 + 0{,}000141).$$

L'angle absolu de rotation est, à zéro et pour une épaisseur de quartz de 1 millimètre,

Raie du lithium.....	$16^\circ{,}462 \pm 0^\circ{,}009$
» sodium.....	$21^\circ{,}597$
» thallium.....	$26^\circ{,}533$

La longueur d'onde, étant à 13 degrés de $0^{mm}{,}0005880$ pour le sodium, serait 0,00067034 pour le lithium et 0,00053461 pour le thallium.

STÉFAN. — Recherches sur la conductibilité des gaz pour la chaleur, p. 131.

On observe le refroidissement d'un thermomètre dans une enceinte pleine de gaz. Les vitesses du refroidissement, qui sont à peu près proportionnelles aux pouvoirs conducteurs des gaz, sont :

Acide carbonique, 0,64; protoxyde d'azote, 0,66; gaz oléfiant, 0,75; oxyde de carbone, 0,98; air, 1; oxygène, 1,02; gaz des marais, 1,37; hydrogène, 6,72.

Les gaz biatomiques donnent des nombres qui s'accordent avec les théories dynamiques des gaz. Ces nombres sont trop petits pour les gaz multiatomiques.

J. PLANK. — Pouvoir conducteur des mélanges gazeux pour la chaleur, p. 154.

En représentant par 1 la conductibilité de l'air, on a

$3H + O$	4,24
$2H + O$	3,70
$H + O$	2,77
$H + 2O$	2,08
$H + 3O$	1,78
$0,616H + 0,384CO^2$	2,83
$0,493H + 0,507CO^2$	1,98
$0,319H + 0,681CO^2$	1,54
$0,698O + 0,302CO^2$	0,93
$0,561O + 0,657CO^2$	0,86

KERNER. — Origine de la température élevée que l'on observe dans le milieu des vallées des Alpes, p. 8.

L'air des cimes refroidi tombe au fond des vallées et soulève l'air chaud qui s'y trouve et qui est ainsi placé entre deux couches de températures plus basses.

WASMUTH. — Sur la loi de Biot et Savart, p. 64.

En partant de ce que, dans les actions à distance, on peut regarder un courant électrique comme une double surface magnétique, l'auteur retrouve, par le calcul, la loi de Biot et Savart.

EXNER. — Sur la dilatation galvanique des fils métalliques, p. 114.

L'auteur voit dans la dilatation de fils soumis à un courant un effet de la chaleur développée.

H. HAMMERL. — Calcul et expériences sur le point d'ébullition du chlorure de calcium de moyenne concentration, p. 126.

PUSCHL. — Abaissement de la température du maximum de densité de l'eau par l'effet de la pression, p. 150.

D'après les calculs de l'auteur, cet abaissement serait de 1 degré pour 87 atmosphères.

PUSCHL. — Sur la chaleur latente des vapeurs indicatrices d'un travail théorique, p. 31.

POPPER. — Calcul du travail développé dans les montgolfières, p. 84.

Pour une hauteur d'ascension suffisante, la montgolfière est une machine thermodynamique parfaite, où l'on utilise toute la chaleur qu'on lui a confiée.

EXNER. — Quelques lignes sur les franges de Quetelet obtenues par transmission, p. 54.

E. GRIPON.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome VI. — Novembre 1875.

E. BICHAT. — *Mémoire sur l'induction*, p. 391.
CAILLETET. — *Influence de la pression sur la combustion*, p. 429.

5e série. — Tome VI. — Décembre 1875.

M. BERTHELOT. — *Sur quelques problèmes de mécanique moléculaire*, p. 433.
A. CAZIN. — *Mémoire sur les effets thermiques du magnétisme*, p. 493.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome L. — Novembre 1875.

JOHN KERR. — *Nouvelle relation entre l'électricité et la lumière; milieu diélectrique biréfringent*, p. 337.
HENRY A. ROWLAND. — *Étude sur la distribution magnétique*, p. 348.
FRÉDÉRICK GUTHRIE. — *Sur les vagues liquides stationnaires*, p. 377.
WILLIAM THOMSON. — *Intégration générale de l'équation différentielle des marées donnée par Laplace*, p. 388.
WILLIAM B. CARPENTER. — *Remarque sur l'argument décisif donné par M. Croll*, p. 402.
A STOLETOW. — *Sur la détermination de la valeur absolue de l'unité de résistance de Siemens*, p. 404.

4e série. — Tome L. — Décembre et supplément 1875.

R. BUNSEN. — *Recherches d'analyse spectrale*, p. 417.
GEORGES-F. BARKER. — *Nouveau galvanomètre-lanterne*, p. 434.
JOHN KERR. — *Nouvelle relation entre l'électricité et la lumière, milieux diélectriques biréfringents*, p. 446.

Louis Schwendler. — *Théorie générale du télégraphe à double transmission*, p. 458.

G. Carey-Foster et Oliver J. Lodge. — *Du flux d'électricité sur une surface conductrice*, p. 475.

H.-M. Bosanquet. — *Polarisation de la lumière du ciel*, p. 497.

R. Bunsen. — *Recherches d'analyse spectrale*, p. 527.

Challis. — *Principes mathématiques de la théorie des marées de Laplace*, p. 544.

Annales de Poggendorff.

Tome CLVI. — N° 9. — Année 1875.

Wilhelm Weber. — *Sur le mouvement de l'électricité dans les corps, considérés comme formés de molécules*, p. 1.

G. Stern. — *Nouvelle contribution à la théorie de la formation des sons*, p. 61.

J.-C. Poggendorff. — *Nouveaux faits pour servir à l'établissement d'une théorie définitive des machines électriques de deuxième espèce*, p. 78.

J.-L. Soret. — *Phénomènes de diffraction produits par les réseaux circulaires*, p. 99.

A. Cornu. — *Sur la diffraction, et spécialement sur les propriétés focales des réseaux*, p. 114.

Wolcoot Gibbs. — *Notices optiques : 1° Sur une nouvelle constante optique ; 2° Nouvelle méthode pour mesurer les indices de réfraction sans employer d'instruments gradués*, p. 120.

F. Neesen. — *Sur l'attraction et la répulsion produites par les rayons lumineux ou calorifiques*, p. 144.

F. Fuchs. — *Usage de l'électromètre pour les mesures d'intensité de courant, de résistances et de polarisation*, p. 156.

E. Mach. — *Appareil de polarisation à analyseur tournant*, p. 169.

W. Veltmann. — *Théorie des machines électriques à influence*, p. 172.

Desains et Aymonet. — *Études des raies du spectre calorifique*, p. 174.

Tome CLVI. — N° 10. — Année 1875.

A. Kundt et E. Warburg. — *Frottement et conductibilité calorifique dans les gaz raréfiés. Conductibilité calorifique*, p. 177.

S. Stern. — *Nouvelle contribution à la théorie de la formation des sons* (suite), p. 211.

P. Glan. — *Changement de phase produit par la réflexion de la lumière polarisée parallèlement au plan d'incidence*, p. 235.

E. Edlund. — *Preuve expérimentale que la résistance d'un conducteur est modifiée par le mouvement de celui-ci*, p. 251.

L. Blekrode. — *Recherches expérimentales sur les machines électriques avec disque d'ébonite*, p. 278.

H. Emsmann. — *Sur la vue binoculaire*, p. 307.

W.-M. Watts. — *Nouveau micromètre pour déterminer la position des raies dans l'analyse spectrale*, p. 313.

H.-W. Vogel. — *Observations spectrales photographiques faites sur la mer Rouge et la mer des Indes*, p. 319.

H.-W. Wogel. — *Observations spectrales photographiques faites sur la lumière de la Grotte d'azur à Capri*, p. 325.

W.-H. Fabian. — *Réponse au Mémoire de M. Fritsch ayant pour titre : « L'emploi de la force vive dans la théorie mécanique de la chaleur est-il justifié? »*, p. 326.

W. Siemens. — *Influence de la lumière sur la conductibilité du sélénium cristallisé*, p. 334.

Devic. — *Un phénomène optique*, p. 336.

Tome CLVI. — N° 11. — Année 1875.

A. Ettingshausen. — *Étude sur les appareils enregistreurs à diapason*, p. 337.

P. Riess. — *Contribution à l'étude des faibles étincelles électriques*, p. 378.

P. Silow. — *Constantes diélectriques des liquides*, p. 388.

A. Peters. — *Nouvelles observations sur les étincelles qui glissent le long des surfaces*, p. 397.

A. Peters. — *Images des étincelles de grosses bobines et différences qu'elles présentent avec celles de la machine de Holtz*, p. 403.

E. Mach et J. Wosyka. — *Actions mécaniques des étincelles électriques*, p. 407.

A. Achard. — *Manomètre différentiel à deux liquides*, p. 417.

V. von Lang. — *Relation entre la polarisation circulaire du quartz et la température*, p 422.

R. Herwig. — *Capacité magnétique de tubes de fer dans diverses directions*, p. 430.

W. Beetz. — *Polarisation de l'aluminium*, p. 456.

W. Crookes. — *Radiomètre*, p. 488.

J. Sedlaczek. — *Nouvelle machine pour l'étude du choc*, p. 476.

C.-A. Grüel. — *Recherches électriques*, p. 482.

G. Planté. — *Imitation des nébuleuses spirales*, p. 492.

W. Holtz. — *Nouveaux phénomènes de lumière électrique*, p. 493.

J.-C. Schlösser. — *Machine électrique à plateau d'ébonite*, p. 496.

RECHERCHES SUR LE MAGNÉTISME;

PAR M. J. JAMIN.

I. — *Méthodes d'observations.*

J'ai employé deux méthodes pour la mesure des intensités magnétiques, l'une fondée sur l'induction, que l'on doit à Van Rees, l'autre mesurant, en chaque point, la force d'arrachement d'un petit contact de fer doux.

Pour la première, je place l'aimant verticalement, je l'entoure d'un tube de carton, au bas duquel est une petite spirale reliée à un galvanomètre à réflexion et placé très-loin, et je fais glisser rapidement le tube et la spirale, depuis la ligne moyenne jusqu'au delà de l'extrémité du barreau. Il se produit un courant d'induction, l'aiguille du galvanomètre est déviée, et je mesure l'arc d'impulsion par la déviation de l'image d'une règle horizontale dans le miroir du galvanomètre.

On peut dire, en général, qu'en déplaçant la spirale entre deux sections a et b de l'aimant, l'arc de déviation est proportionnel au magnétisme libre, compris entre a et b. Suivant Faraday et Lenz, cela n'est rigoureux que si la spirale traverse toutes les lignes magnétiques qui aboutissent en tous les points compris entre a et b, ce qui exige que la spirale soit très-courte et collée exactement sur l'aimant. M. Blondlot a démontré rigoureusement qu'il faut réduire cette méthode au cas des aimants longs, faire mouvoir la spirale de la ligne moyenne jusqu'au delà des extrémités, et que, dans ce cas seulement, l'arc d'impulsion mesure la totalité du magnétisme libre contenu dans la moitié de l'aimant, quel que soit son mode de distribution.

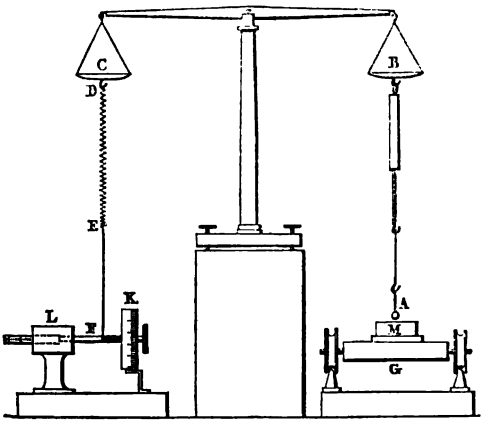
Coulomb déterminait le magnétisme en chaque section d'un aimant peu large, en mettant vis-à-vis, à une distance très-petite, l'extrémité de l'aiguille de sa balance, et en mesurant la torsion qui équilibrait à cette distance la répulsion ou l'attraction : cette torsion était proportionnelle au carré de l'intensité sur la section examinée. Je modifie cette opération en plaçant l'aimant sur un chariot horizontal, en amenant le point qu'on veut étudier sous un

petit contact d'épreuve qui est attiré, en mesurant ensuite le poids d'arrachement P et en admettant, comme Coulomb, que $\sqrt{P}$ mesure l'intensité du point touché.

En effet, ce contact étant formé par une longue aiguille de fer attire au-dessous de lui, sur l'aimant, une quantité de magnétisme μsi, proportionnelle à sa surface s, et à l'intensité magnétique i au point touché. La densité de cette couche magnétique attirée ou la quantité par unité de surface sera μi; et, comme une égale quantité de magnétisme contraire sera attirée par influence sur chaque unité de surface du contact, l'attraction sera $\mu^2 i^2$ par unité, et $\mu^2 i^2 s$ pour la totalité. L'expérience prouve, en effet, que l'attraction sur chaque point est sensiblement proportionnelle à la section s des divers fils de fer qu'on emploie.

Comme il faut rendre toutes les mesures comparables, elles sont ramenées à celle qu'on obtiendrait avec un contact de fer cylindrique de 15 centimètres de longueur et de 1 millimètre de diamètre; mais, comme ce contact serait peu commode à employer, je me suis servi d'un fil de fer terminé par une petite sphère, et j'ai mesuré, une fois pour toutes, le facteur par lequel il faut multiplier ses indications pour les ramener à celles du contact unité.

Fig. 1.



Pour mesurer la force d'arrachement P, j'attache le contact d'épreuve A (*fig.* 1) au plateau B d'une balance, et à l'autre plateau un ressort spiral en cuivre DE; il est prolongé par un fil de soie

EF qui s'enroule sur un treuil et qui sert à tendre le ressort. L'allongement de celui-ci se mesure par le raccourcissement du fil, et à cet effet le treuil est prolongé par une vis à tête graduée K, qui s'enfonce dans un écrou L; la longueur du fil qu'on enroule est mesurée par la longueur du nombre fractionnaire de tours ou par $2\pi rn$.

D'autre part, la loi d'allongement de ce ressort est la même que celle de l'élasticité de traction; on a, pour l'allongement e,

$$e = 2\pi rn = \mathrm{K}l\mathrm{P}, \quad \mathrm{P} = \frac{2\pi r}{\mathrm{K}l} n.$$

On détermine, une fois pour toutes, le facteur $\frac{2\pi r}{\mathrm{K}l}$ en mettant un poids P dans le plateau opposé A, et en l'équilibrant par un allongement e; mais on peut, le plus souvent, se contenter de mesurer P par n.

Quand on veut faire une expérience, on amène le point M de l'aimant dans la verticale du clou d'épreuve; on établit l'adhérence, puis on allonge lentement et régulièrement le ressort jusqu'à l'arrachement, et l'on mesure le nombre n. Il faudra, dans chaque cas, maintenir en état parfait de propreté et de poli les surfaces en contact de l'aimant et du clou.

La méthode d'induction fait directement la somme des quantités magnétiques d'un barreau, celle du clou mesure le détail. Il est cependant possible d'en déduire la totalité : il faut pour cela tracer sur la surface du barreau, à des distances déterminées, des lignes perpendiculaires à la longueur; dans chacune d'elles mesurer l'intensité en divers points et en déduire l'intensité moyenne Y, puis tracer de la ligne moyenne à l'extrémité la courbe des valeurs de Y et en évaluer l'aire en la divisant en petits trapèzes par des ordonnées rapprochées. Cette aire exprime la somme du magnétisme [1].

II. — *Idées théoriques sur la constitution des aimants.*

L'expérience classique de la rupture d'un aimant conduit à admettre qu'un barreau est composé de filets ou chaînes élémentaires

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie de Sciences*, t. LXXVIII, p. 1331.

formées d'aimants moléculaires qui se suivent et se joignent par leurs pôles contraires; les théories magnétiques n'ajoutent rien à cette déduction expérimentale; elles n'ont pour but que de l'expliquer, soit par des fluides, soit par des courants.

J'admets que ces filets soient tous égaux entre eux, ce qui revient à dire qu'on les groupe en petits faisceaux de même intensité. Je suppose, en outre, que, dans toute leur étendue, les pôles élémentaires, qui sont en regard entre deux molécules contiguës, se dissimulent entièrement, de sorte que les filets sont inactifs dans toute leur étendue, excepté à leur extrémité, où ils ont un seul pôle d'égale intensité pour tous.

Ils sont couchés parallèlement jusqu'à leurs extrémités; mais, comme ils sont terminés par des pôles libres qui se repoussent, ils s'épanouissent sur la surface de l'acier en divergeant, et se terminent aux divers points de cette surface, depuis la ligne moyenne jusqu'aux deux bouts : c'est là que se produisent les attractions ou les répulsions. Sur chaque élément superficiel, l'intensité est proportionnelle au nombre des pôles qui s'y trouvent, et la force d'arrachement au carré de ce nombre. Le nombre total des filets ou la quantité totale de magnétisme libre est égale à la somme des intensités mesurées sur tous les éléments de la surface, c'est-à-dire à la somme des racines carrées des forces d'arrachement. Le mode d'épanouissement, c'est-à-dire la distribution du magnétisme aux deux extrémités, est réglé par la forme et l'étendue des surfaces, de plus il varie avec le mode d'aimantation adopté; il varie par des frictions exécutées au moyen d'une masse de fer, et aussi avec le temps.

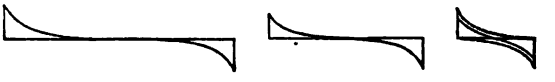
Mais, dans toute leur longueur, excepté à leurs extrémités, ces filets sont inactifs et s'étendent parallèlement sans influence réciproque. Tous passent à travers la section moyenne où ils sont serrés comme un faisceau dans une ceinture. Il en résulte que leur nombre et, par suite, le magnétisme total ne dépendent que de l'étendue de cette surface.

Si l'aimant est une lame peu épaisse et aimantée à saturation, les filets pénètrent jusqu'au cœur, la ceinture est pleine, et le magnétisme proportionnel à sa section. Quand c'est un barreau épais, l'aimantation ne pénètre pas également jusqu'en son milieu; il se peut, à la limite, qu'elle forme une couche superficielle peu épaisse,

laissant le centre à l'état naturel : alors le magnétisme est proportionnel au périmètre; dans tous les cas, le magnétisme *possible* est exclusivement réglé par l'étendue de cette ceinture : c'est la quantité de filets qu'elle peut contenir.

Mais il faut que ces filets trouvent, vers les extrémités, des surfaces polaires suffisantes pour l'épanouissement de leurs pôles; si l'acier est très-long, ces pôles sont confinés aux extrémités, et les deux courbes magnétiques opposées sont loin l'une de l'autre (*fig.* 2). Si la longueur décroît, ces courbes se rapprochent d'abord sans se joindre, sans s'altérer et sans que la quantité de magnétisme change; l'acier diminuant toujours, elles finissent par se rencontrer (*fig.* 3). A partir de ce moment, elles se pénètrent, se transforment en deux droites opposées, et le magnétisme qui reste

Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.



est égal à la somme algébrique (*fig.* 4) de leurs ordonnées. Dans le premier cas, les filets magnétiques ont plus de place qu'il ne leur en faut pour s'épanouir; quand les courbes se touchent, ils ont justement l'espace qui leur est nécessaire; si la longueur décroît encore, les filets les plus courts disparaissent, parce que leurs pôles opposés se réunissent, et la quantité de magnétisme décroît par insuffisance de place pour leur épanouissement. Dans le premier cas, la ceinture moyenne est pleine, mais elle est trop petite; dans le dernier, elle est trop grande et imparfaitement remplie de filets, et le cas intermédiaire offre précisément la surface polaire qui convient à la section moyenne, et la section moyenne qui convient à la surface d'épanouissement.

Ces divers cas répondent à des propriétés magnétiques très-différentes, et je propose de les désigner par des noms différents. J'appellerai *mégapolaires* les aimants à surface excessive, *brachypolaires* ceux où cette surface est insuffisante et *métripolaires* ou normaux ceux où elle est d'accord avec la ceinture moyenne [1].

---

[1] J'ai autrefois donné le nom d'*aimant normal* à celui qui offre une courbe magnétique rectiligne. Je l'appellerai à l'avenir *aimant-limite*.

Pour justifier ces idées, j'ai fait les expériences suivantes :

J'ai pris trois lames d'acier mégapolaires; leur épaisseur était de 1 millimètre; elles étaient aimantées à saturation et à cœur. Leurs sections étaient égales entre elles et à 110 millimètres; mais, leurs formes étant très-différentes (la première était rectangulaire, la deuxième avait la forme d'un losange, comme les aiguilles des boussoles, et la troisième s'élargissait comme un double éventail de la ligne moyenne aux deux bouts), la distribution magnétique y était très-différente. L'intensité croissait très-rapidement jusqu'à la pointe dans le losange; elle croissait d'abord pour diminuer ensuite dans le double éventail, elle était intermédiaire dans le rectangle; mais, en faisant la somme des intensités mesurées par le clou d'épreuve en leurs divers points, on trouva des quantités de magnétisme représentées par 201, 205, 207, qui sont sensiblement égales, ce qui devait être, puisque les sections moyennes étaient les mêmes [1].

J'ai fait ensuite varier cette section : j'aimante à saturation une lame mince de 1 mètre de long; les courbes d'intensité magnétique ne commençaient à être sensibles qu'à 200 millimètres des extrémités : la lame était donc mégapolaire; le magnétisme total était égal à 1900. Je diminue la section moyenne à la lime, et je coupe ainsi en leur milieu une partie des filets élémentaires qui alors manifestent, outre le pôle qu'ils avaient aux deux extrémités de la lame, deux pôles intermédiaires ou conséquents à droite et à gauche de la section réduite et inverses de ceux des extrémités.

Mais, en coupant ces filets, on ne les supprime pas, et en faisant naître des pôles contraires dans le voisinage de la ligne moyenne, on ne détruit pas ceux qui, primitivement, étaient à l'extrémité. Et, en effet, le magnétisme des bouts diminue peu quand la section moyenne est réduite successivement de 50 à 26 millimètres. Or, en évaluant la différence entre le magnétisme des extrémités et celui qui a apparu des deux côtés de la ligne moyenne, on la trouve égale à 1000; elle représente le nombre des filets qui n'ont pas été coupés et qui continuent de passer par la ligne moyenne réduite de 53 à 26. Or le rapport des quantités de magnétisme 1900 et 1000 est sensiblement égal à celui des sections 53 et 26.

---

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVIII, p. 1497.

J'ai refait l'expérience par la méthode d'induction. A cet effet, j'ai enveloppé la lame d'une petite spirale de fils en relation ave le galvanomètre à réflexion, et je l'ai fait rapidement glisser du milieu jusqu'au delà de l'extrémité. Or on trouve que l'arc d'impulsion, par conséquent la totalité de magnétisme, est toujours sensiblement proportionnelle à l'étendue de la section moyenne; mais si, au lieu de diminuer la largeur, on réduit la longueur d'un aimant mégapolaire, on le rend peu à peu brachypolaire, alors son magnétisme, d'abord constant, finit par décroître.

Les choses ne se passent plus de la même manière quand la lame est brachypolaire; dans ce cas, elle ne prend pas pendant qu'on l'aimante tout le magnétisme que pourrait contenir sa section moyenne, parce que les surfaces d'épanouissement sont insuffisantes. Or en réduisant la section moyenne sans diminuer les surfaces polaires, on arrive à les rendre peu à peu suffisantes pour l'épanouissement du magnétisme que peut contenir la section diminuée, et alors on reconnaît que le rapport du magnétisme à la section augmente jusqu'à une limite fixe. Cela veut dire qu'une portion des filets coupés en deux se réunit à travers la section, que celle-ci se remplit et qu'en fin de compte l'aimant est devenu mégapolaire et saturé.

Ces résultats conduisent à une conséquence de la plus haute importance pour la construction des aimants. S'il est vrai que la quantité de magnétisme ne dépende que de la section moyenne et que la surface des pôles n'ait d'autre usage que de servir à l'épanouissement des filets, il n'importe pas que cette surface soit coercitive ou non, qu'elle soit en acier ou en fer. Dès lors, j'ai pris deux portions d'un même ruban d'acier, l'une très-longue, mégapolaire, contenant un magnétisme total représenté par un arc d'impulsion 40,2; l'autre, très-courte, brachypolaire, qui n'en contenait que 12,3. On adapta à ses deux extrémités deux armatures de tôle de 60 centimètres de longueur chacune. Elles ne changèrent rien au magnétisme primitif, qui resta fixé à 12,3; mais, en réaimantant la lame, l'arc d'impulsion fut porté à 39,8, c'est-à-dire qu'elle prit autant de magnétisme qu'une lame à grandes surfaces. Mais la distribution n'était pas la même dans les deux cas. De là deux lois :

1° Deux armatures, appliquées à un aimant tout formé, changent la distribution, mais non la somme de magnétisme.

2° Deux armatures, appliquées à un acier mégapolaire qu'on aimante ensuite, ne changent pas la somme de magnétisme.

3° Deux armatures, appliquées à une lame brachypolaire, permettent de lui donner plus de magnétisme que si elle était nue, et autant qu'à une lame mégapolaire si la surface de fer ajoutée est suffisante.

La conséquence de ces lois sera une véritable révolution dans la construction des aimants, puisqu'elles permettront de remplacer l'acier par le fer. Elles conduisent de plus à l'explication d'un fait qu'on avait attribué à tort à une condensation magnétique [1].

Je montrerai plus tard qu'un contact appliqué à un aimant produit le même effet que deux armatures infiniment grosses et longues, qui seraient appliquées à chacun des deux pôles. Cela posé, prenons un acier en fer à cheval mégapolaire, aimantons-le, appliquons-lui un contact, et mesurons la force portative, soit 18 kilogrammes.

Maintenant remettons le contact et, par deux bobines introduites à l'avance entre les deux branches, réaimantons l'acier. Après la cessation du courant, nous retrouvons 19 à 20 kilogrammes. L'acier n'a donc pas gagné; et, en effet, étant mégapolaire, il prend directement tout ce que peut admettre sa ceinture moyenne.

Mais répétons l'expérience avec un aimant brachypolaire : la première force portative sera très-faible, exemple 3 kilogrammes. En le réaimantant, après avoir placé le contact, la force d'arrachement est portée à 19 kilogrammes comme précédemment. C'est qu'en effet, avec son contact, l'acier est dans le même cas qu'avec deux armatures infinies, il est mégapolaire, il prend tout ce qu'admet sa ceinture. Mais, si nous remettons le contact après ce premier arrachement, nous retrouvons la force portative de 3 kilogrammes.

En général, la force du premier arrachement F est plus grande que celle des arrachements suivants f, et même celle-ci baisse peu à peu après des arrachements successifs : l'équilibre n'est pas immédiatement atteint. C'est un point qui n'a pas encore été suffisamment étudié [2].

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVI, p. 65.

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVII, p. 305; et t. LXXX, p. 360.

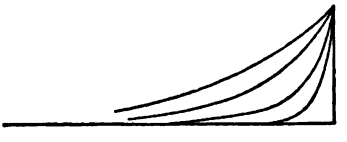
Les mêmes phénomènes se produisent avec un faisceau. J'ai étudié six lames constituant un aimant provenant de la compagnie *l'Alliance*. Prises individuellement, elles étaient mégapolaires. Quand on en superpose deux, on double le magnétisme, on ne double pas la surface; et quand les six ont été réunies, la surface extérieure totale est devenue insuffisante et l'aimant devenu brachypolaire; il ne contient pas la somme de magnétisme de ses éléments et sa force portative F n'est pas six fois égale à la force portative f de ses éléments.

Mais si l'on commence par adapter le contact et que l'on aimante ensuite l'ensemble des lames par des bobines placées comme précédemment, le faisceau devient mégapolaire, et sa force de premier arrachement devient $6f$; mais elle se réduit brusquement si l'on remet le contact pour l'arracher une seconde fois. J'avais observé ces phénomènes en 1859, et je les avais expliqués en supposant une analogie avec le condensateur électrique. Cette explication était mauvaise : il n'y a pas de condensation, mais passage du cas des aimants mégapolaires aux aimants brachypolaires.

III. — *Conductibilité magnétique.*

Je vais insister maintenant sur la faculté inégale, que possèdent les aimants, de conduire les intensités magnétiques. Qu'on place, contre le pôle A d'un électro-aimant, plusieurs barres égales d'un même acier, l'une bien trempée, les autres recuites à des températures croissantes : on verra le magnétisme austral du pôle A se prolonger dans ces lames sous forme de courbes décroissantes très-inégalement allongées; celle de l'acier trempé est très-courte et baisse rapidement (*fig.* 5), tandis que les autres se prolongent

Fig. 5.



d'autant plus que l'acier a été mieux recuit. Il y a donc des aimants très-coercitifs pour lesquels deux points voisins peuvent offrir des

intensités très-différentes : ce sont surtout les aimants naturels et les aciers trempés; il y en a d'autres où les mêmes différences de tension ne s'établissent qu'en des points séparés par de grandes distances, et l'on ne parvient à leur donner des pôles énergiques qu'en les allongeant beaucoup. J'appelle ceux-ci *conducteurs des tensions,* et je définis la *conductibilité* la propriété que possèdent les tensions de s'équilibrer entre deux points. Le fer est d'une conductibilité parfaite, puisqu'il perd immédiatement les tensions inégales qu'on ne maintient sur sa surface qu'au moyen de courants électriques. La notion de conductibilité interviendra dans presque toutes les questions de magnétisme; elle remplacera souvent l'idée de force coercitive qui est mal définie. C'est parce qu'un contact de fer est conducteur qu'il ramène à l'état neutre les deux pôles d'un aimant en fer à cheval; et c'est parce qu'il ne l'est pas que l'acier garde à ses deux bouts des polarités contraires, qui ne se rejoignent et s'annulent que si l'acier est très-court. Constatons d'abord l'effet de cette inégale conductibilité dans l'emploi de la méthode du clou d'épreuve ([1]).

Je prends un aimant prismatique saturé, et j'adapte à l'une de ses extrémités A une armature de fer doux. Je constate qu'elle ne change en rien la distribution sur la partie B de l'acier, ce qui prouve que la quantité de magnétisme ne change pas en B et, par conséquent, qu'elle ne change pas en A; mais, de ce côté, l'aimant a perdu de son magnétisme et l'armature en a gagné : il faut de toute nécessité que la perte soit égale au gain.

Cela est aisément confirmé par la méthode d'induction; on trouve, en effet, que le magnétisme ne change pas du côté A, soit quand on met, soit quand on ôte l'armature : celle-ci ne produit donc ni perte ni gain.

Cependant, si par la méthode du clou on fait la somme des pertes de l'acier et des gains du fer, en leurs divers points, on trouve que la perte totale est 27,1, tandis que le gain est 60,1 : celle-là est beaucoup plus faible que celui-ci; le rapport est $\mu = 2,22$; c'est là un fait général qui se retrouve avec tous les aciers, avec toutes les armatures.

Il aurait pu être prévu; il est dû à la grande conductibilité du fer

---

([1]) *Comptes rendus*, t. LXXVII, p. 305.

et à la moindre conductibilité de l'acier. En effet, quand nous appliquons un petit contact de fer de section s sur un point de l'armature de fer, il attire non-seulement le magnétisme de l'élément qu'il couvre, mais aussi celui des points voisins, dans une étendue αs et dont l'intensité est i; la valeur trouvée pour y est donc αsi. La même chose a lieu pour l'acier; mais, comme la résistance au déplacement du magnétisme est plus grande, l'étendue de l'élément influencé est moindre; soit $\alpha' s$, et y mesure $\alpha' si$. Les deux mesures ne sont donc pas comparables : pour qu'elles le deviennent, il faut les ramener à des éléments égaux, c'est-à-dire à des conductibilités égales, et pour cela multiplier les mesures faites sur l'acier par le rapport μ des coefficients α et α'. Ce rapport se trouvera en se rappelant que la perte $\alpha 27,1$ de l'acier est équivalente au gain $\alpha 60,1$ du fer :

$$\mu = \frac{60,1}{27,1} = 2,22.$$

Si ces idées sont exactes, il faut que le coefficient μ soit invariable pour un même acier, quel que soit son degré d'aimantation, qu'il soit mégapolaire ou brachypolaire, et quelle que soit l'étendue de l'armature; et c'est en effet ce que l'expérience a prouvé.

Mais, en revanche, le coefficient μ devra changer avec la nature de l'acier, augmenter si le métal est mauvais conducteur, diminuer s'il conduit bien. C'est en effet ce que l'expérience montre, et j'ai trouvé que μ variait depuis 5,00 pour un acier très-cémenté et trempé jusqu'à 1,25 pour une autre lame d'acier peu carburé qui avait été recuite au blanc.

On arrive aux mêmes conséquences par un tout autre procédé. On place sur un large aimant vers le pôle, en un lieu déterminé, de petites plaques arrondies de 1 centimètre de diamètre et de 1 millimètre d'épaisseur, l'une en fer, les autres tirées d'aciers plus ou moins conducteurs, et l'on applique à leur centre le contact d'épreuve, puis on mesure la force d'arrachement; elle est généralement différente de celle qu'on trouve sur l'aimant au point où les disques sont superposés; elle est augmentée si c'est du fer, égale si c'est un acier identique à celui de l'aimant, et moindre s'il est plus dur.

Il faut maintenant trouver les lois de la conductibilité. Il n'y en a qu'une, très-simple et très-générale, qui se résume ainsi :

Dans un cylindre indéfini, si l'intensité magnétique en un point est égale à A, elle est, à une distance algébrique x de ce point, exprimée par la formule

$$(1) \qquad y = A\,k^{-x}.$$

Je vais vérifier cette formule dans un grand nombre de cas.

Elle est d'abord conforme à la loi de distribution que Biot a déduite des expériences de Coulomb. Cette loi est exprimée par la formule

$$y = A\left[k^{-x} - k^{-(l-x)}\right],$$

laquelle a été retrouvée depuis par Green pour les aimants cylindriques et confirmée par les expériences de M. Bouty. Elle se réduit à la relation (1) pour la première moitié de la lame, si l est assez grand pour pouvoir être considéré comme infini. Voici des expériences faites à ce sujet sur une lame mince, de 1 millimètre d'épaisseur, dont la largeur était de 30 millimètres et qui avait 1 mètre de longueur; elle avait été recuite au violet bleu :

x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
y	6,35	5,10	4,65	3,71	2,92	2,27	1,70	1,28	0,95	0,72	0,50
k		1,24	1,11	1,29	1,26	1,70	1,33	1,29	1,28	1,31	1,33

Je prends maintenant une barre de fer carrée, dont la largeur est égale à 20 millimètres et la longueur de 2 mètres. Je l'applique par une de ses extrémités contre un électro-aimant, ou bien j'enfonce l'une de ses extrémités de 10, 15 ou 20 centimètres dans une forte bobine qui a 20 centimètres de longueur; puis je mesure avec un contact d'épreuve la force d'arrachement F et par suite $I = \sqrt{F}$ à partir de la bobine jusqu'à l'extrémité. Je calcule ensuite I par la formule (1), A étant égal à 11,95, k à 1,161, en prenant le décimètre pour unité de longueur. Voici la comparaison du calcul et de l'observation [1] :

Distance x.	0	0,5	1,0	1,5	3,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
I obs.....	11,85	10,22	10,26	9,15	8,35	7,95	7,66	6,86	6,19	6,00	5,40
I calc.....	11,95	11,0	10,25	9,50	8,85	8,20	7,05	7,05	6,55	6,10	5,72

[1] *Comptes rendus*, t. LXXVIII, p. 19.

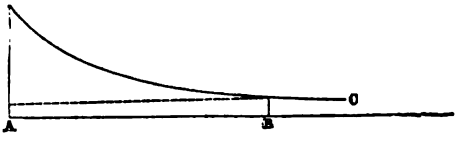
J'ai recommencé l'expérience avec la même bobine et des barres de fer plus petites; les côtés étant égaux à 15 et à 10 millimètres, les valeurs de A^2 ont été sensiblement proportionnelles au périmètre des sections des barres; celles de k sont restées sensiblement égales à la précédente 1,16, et les résultats n'ont pas changé quand on enfonçait plus ou moins les barres dans la bobine.

J'ai fait la même expérience avec des barres d'acier. La formule est encore vérifiée avec la plus grande exactitude, mais A et k varient avec la section des barres et la nature de l'acier (1).

k est toujours plus grand pour l'acier que pour le fer, c'est-à-dire que la courbe magnétique est moins allongée et que l'acier est moins conducteur. En général cette conductibilité est le moins grande possible, quand l'acier a été trempé dans l'eau froide. Ainsi, pour l'acier trempé de Niederbronn, k est égal à 2,02 au lieu de 1,16; mais, si on le recuit, la conductibilité augmente, k diminue, devient égal à 1,60 : il se rapproche donc du fer. A mesure que la carburation de l'acier augmente, sa conductibilité, après la trempe, devient de plus en plus petite. Je possède des aimants préparés par M. Dalifol, pour lesquels $k = 32$: ils ne sont presque plus conducteurs; la valeur de y, qui était égale à 9,3, contre la bobine, n'est plus que 1,5 à une distance de $1^c,2$. Ainsi la courbe ne s'étend qu'à 1 décimètre à peu près; elle était 16 fois plus longue pour une barre de fer de même section.

Considérons maintenant le cas où la barre est de longueur finie. Soit d'abord une barre de fer dont la section était la même que précédemment. On reconnaît que les choses se passent comme si la courbe restait la même, mais que la portion située au delà de B

Fig. 6.



fût repliée de B en A (*fig.* 6) et ajoutée à la portion de courbe comprise entre A et B; ce résultat absolument empirique est ex-

(1) *Comptes rendus*, t. LXXVI, p. 95.

primé par la formule

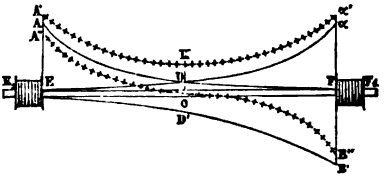
$$(2) \qquad y = A[k^{-x} + k^{-(2l-x)}].$$

Voici la comparaison du calcul et de l'observation pour le cas d'une barre qui avait $8^d,7$ de longueur :

	x	0	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0
y	Observé....	12,82	10,75	9,30	8,65	8,28	7,44	7,20	7,18	6,84	7,40
	Calculé....	12,85	11,00	10,10	9,00	8,30	7,70	7,20	6,90	6,75	7,70

La même formule s'applique également à l'acier. Nous allons examiner maintenant un cas en apparence beaucoup plus compliqué. Nous placerons deux bobines aux deux extrémités de la barre

Fig. 7.



et nous ferons passer les courants en sens inverse (*fig.* 7); il est clair que la bobine EF donnerait, si elle était seule, une courbe de magnétisme austral ADF, et que la bobine FF_1 déterminerait une seconde courbe du même magnétisme αE. Toutes deux seraient exprimées par la formule (1); les actions étant réunies, ces magnétismes s'ajoutent, et l'on a

$$(3) \qquad I = A[k^{-x} + k^{-(l-x)}].$$

Cette formule s'applique toujours avec le même coefficient et la même valeur de A, quelles que soient les distances des deux bobines, soit qu'elles fonctionnent ensemble ou séparément.

Et enfin, si l'on fait agir les courants des deux bobines parallèlement, l'une d'elles doit produire entre E et F un magnétisme austral, l'autre un magnétisme contraire, représentés par des courbes égales, mais de signe contraire. L'expérience prouve qu'on obtient la différence, c'est-à-dire

$$(4) \qquad I = [Ak^{-x} - k^{-(l-x)}.]$$

La formule que nous venons d'indiquer s'applique donc non-

seulement au cas des barres infinies, mais à celui des barres finies, et même aux cas où il y a deux aimantations superposées dans des sens identiques ou inverses; elle suffira pour représenter la distribution dans tous les cas.

IV. — *Distribution dans une lame mince.*

Considérons maintenant une lame rectangulaire, d'épaisseur égale à 1 millimètre et de longueur infinie. On sait que l'intensité magnétique y n'est pas la même en tous les points d'une section perpendiculaire à la longueur; elle croît du milieu aux bords. Nous ne considérerons que l'intensité moyenne y_1. Dans mes expériences, elle était sensiblement égale à celle qu'on mesure à une distance du bord égale au $\frac{1}{6}$ de la largeur totale; elle est représentée par la formule

$$y_1 = A_1 k^{-x},$$

la lame étant trempée, A_1 était égal à 4,10 et k à 1,42 [1].

J'ai ensuite fait les mêmes mesures avec des lames du même acier, mais progressivement recuites jusqu'à la température du rouge sombre. La même loi s'est maintenue, mais k a diminué jusqu'à la valeur 1,15; cela veut dire que la conductibilité a augmenté constamment avec le recuit. Ce fait est général pour tous les aciers. D'autre part, A_1 a augmenté progressivement de 4,1 à 7,40; cela exige une explication.

On se rappelle qu'en mesurant l'intensité par le clou d'épreuve, on mesure un effet complexe; car ce contact attire, au-dessous de lui, non-seulement le magnétisme qui se trouve sur les points qu'il couvre, mais aussi une partie de celui qui était répandu sur les points voisins, et cette action s'étend d'autant plus loin que la conductibilité magnétique de l'acier est plus grande. L'intensité mesurée y_1 est donc égale à l'intensité y, qu'on trouverait avec une conductibilité égale à l'unité, multipliée par un facteur μ qui est une fonction de k,

$$y_1 = y f(k) = \frac{1}{\mu} y,$$

---

[1] *Comptes rendus*, t. LXXX, p. 1553.

laquelle fonction de k sera déterminée tout à l'heure. Mais, comme la quantité k exprime le rapport de deux intensités y_1 trouvées en deux points distants de l'unité sur le même acier, il est indépendant de μ et mesure le rapport des intensités vraies y; il n'en est pas de même de l'intensité à l'origine A_1 : elle est égale à $\frac{A}{\mu}$, en désignant par A l'ordonnée vraie.

Mais nous avons un autre moyen de déterminer A; il consiste à mesurer le magnétisme total M par la méthode d'induction. Il est exprimé par la formule

$$M = \frac{A}{l.k},$$

et par conséquent

$$A = M l.k.$$

Or, après avoir mesuré M par cette méthode et k par le procédé du clou d'épreuve, on a trouvé pour $M \log k$ des valeurs sensiblement constantes que voici :

Nos	Aciers.	A_1	k	M	$M \log k$	$k_1 A_1$
1.	Trempé.....	4,10	1,42	16,5	2,51	8,27
2.	Recuit au jaune croissant.	4,10	1,40	17,0	2,48	8,04
4.	Violet bleu.....	6,35	1,28	25,5	2,73	10,40
5.	Bleu.....	5,18	1,28	19,5	2,09	8,49
7.	Premier blanc	6,70	1,21	27,5	2,28	9,55
8.	Troisième rouge.....	6,70	1,21	27,8	2,30	9,81
9.	Quatrième rouge.....	6,80	1,19	33,0	2,50	9,62
10.	Recuit au rouge sombre.	7,35	1,16	35,5	2,33	9,50
11.	Rouge cerise.....	7,40	1,15	36,5	2,22	9,79
12.	Rouge franc.....	7,40	1,15	37,0	2,25	9,79

Cela veut dire qu'une lame d'acier, en ses divers états de trempe ou de recuit, offre en ses divers points des intensités vraies représentées par la formule

$$y = A k^{-x};$$

A est une quantité constante pour le même acier, un coefficient qui peut changer avec la composition chimique, mais qui est indépendant de l'état physique, c'est-à-dire de la trempe ou du recuit. Au contraire, $\frac{1}{k}$ augmente avec la température du recuit pour tous les

aciers. Par conséquent leur conductibilité est minima après la trempe; elle croît ensuite avec le recuit. A caractérise l'espèce de métal, k son état physique.

Voyons maintenant la relation qui existe entre la valeur vraie A de l'ordonnée à l'origine et la valeur A_1 mesurée par le clou d'épreuve. A cet effet, remarquons que $\frac{1}{k}$ exprime le coefficient de conductibilité linéaire dans une direction quelconque autour d'un point; $\frac{1}{k^2}$ devra représenter le coefficient de conductibilité superficielle dans toutes les directions à la fois; d'ou il suit qu'on devra avoir

$$y_1 = \frac{y}{k^2},$$

et par suite

$$A_1 k^2 = A^2.$$

Or l'expérience prouve que les courbes d'intensité de toutes les lames précédentes d'un même acier trempé ou diversement recuit, si on les prolonge en sens inverse au delà de la lame, pour des abscisses négatives, se rencontrent toutes en un point commun qui correspond à $x = -2$, pour lequel la valeur de y_1 est égale à $A_1 k^2$. Par conséquent $A_1 k^2$ est le même pour toutes les lames : c'est la valeur de A; d'où il suit que les valeurs vraies de l'intensité sont

$$y = A k^{-x},$$

et les valeurs mesurées par le clou d'épreuve

$$y_1 = \frac{A}{k^2} k^{-x} = A k^{-(x+1)}.$$

En résumé :

1° La hauteur de la courbe magnétique vraie, à l'extrémité de la barre, est invariable et égale à A; mais la hauteur mesurée par le contact d'épreuve est $\frac{A}{k^2}$; elle augmente avec le recuit.

2° A mesure que k diminue par le recuit, la courbe magnétique s'allonge. L'acier qu'on emploie devra donc être d'autant plus long qu'il sera plus recuit; autrement il ne pourrait conserver tout le magnétisme dont il est capable.

3° La quantité totale de magnétisme vrai $\frac{A}{l.k}$ augmente avec le recuit; pour une barre infinie, la quantité mesurée par le contact d'épreuve $\frac{A}{k^2 l.k}$ augmente plus rapidement encore.

4° Pour avoir des aimants mégapolaires avec de l'acier trempé, il n'est pas nécessaire de les prendre très-allongés; avec de l'acier recuit, il faut augmenter leur longueur.

5° Pour classer les divers aciers, il suffira de mesurer A et les limites entre lesquelles varie k dans les divers états physiques.

Jusqu'à présent, les observateurs qui ont voulu comparer les divers aciers se sont contentés de prendre des tiges égales, de longueur et d'épaisseur constantes, mais quelconques, et de mesurer la quantité de magnétisme qu'elles prennent à saturation. Les résultats ne sont point comparables; car, si le métal est trempé, la barre peut être mégapolaire; s'il est recuit, elle est plus ou moins brachypolaire, c'est-à-dire que son magnétisme est plus ou moins réduit par la réunion des polarités contraires. Toutes ces mesures doivent être recommencées.

(*A suivre.*)

SUR LE POUVOIR CONDENSANT.

(Lettre de M. ANGOT.)

Mon cher Monsieur,

Dans l'intéressant article sur le *Pouvoir condensant*, que vous avez publié dans un des derniers numéros de votre journal (1), je vois que M. Terquem a bien voulu citer quelques expériences que j'ai faites, il y a quelque temps, sur les condensateurs à plateaux. Comme la manière dont j'ai exposé moi-même mes résultats pourrait donner lieu à une mauvaise interprétation, j'espère que vous me permettrez de revenir, en quelques mots, sur ce sujet.

Lorsque j'ai tenté de mesurer la capacité de condensateurs à plateaux (2), j'avais en vue non pas tant la vérification d'une théorie

(1) *Journal de Physique*, t. IV, p. 358; décembre 1875.
(2) *Annales de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. III.

que la détermination expérimentale d'une constante qui devait me servir dans mes recherches ultérieures; aussi ne me suis-je nullement préoccupé de me placer dans les conditions théoriques, et ai-je même négligé, pour abréger une exposition déjà un peu longue, de décrire en détail ma façon d'opérer, ne considérant cette partie de mon travail que comme un accessoire.

J'ai employé deux séries de plateaux provenant d'électroscopes condensateurs, et ayant respectivement $9^c,15$ et $4^c,90$ de rayon; mais leur épaisseur était très-notable par rapport à leur rayon, et, de plus, ils étaient munis sur tout leur pourtour d'un gros bourrelet métallique qui, supprimant toute arête vive, diminuait beaucoup la déperdition. J'étais donc bien loin de la figure théorique des condensateurs à plateaux circulaires infiniment minces. Pour cette raison, je n'avais pas voulu rapprocher mes nombres de ceux que donne la formule de Clausius, me bornant à faire remarquer que je trouvais pour la capacité de mes plateaux des valeurs 6,80 et 3,90, notablement plus fortes que si l'on pouvait leur appliquer la formule des disques circulaires sans épaisseur et infiniment grands (les capacités théoriques seraient alors respectivement 5,84 et 3,60). Je regrette donc vivement que la rédaction un peu écourtée de cette partie de mon travail ait conduit M. Terquem à chercher dans mes nombres une signification plus générale que celle que je leur attribuais moi-même.

A cette première cause de différence s'en ajoute une autre sur laquelle j'ai insisté un peu plus longuement dans mon travail, parce qu'on y fait généralement moins attention, l'influence que peuvent exercer sur les conducteurs étudiés les corps voisins et les parois mêmes de la salle où l'on opère. On trouve facilement par le calcul que, si l'on suspend une sphère de 10 centimètres de rayon au milieu d'une chambre de 4 mètres de côté, et ne renfermant aucun autre corps conducteur, l'influence des parois seules de la chambre suffit pour augmenter d'environ $\frac{1}{20}$ la capacité de la sphère; l'effet pourrait être quatre ou cinq fois plus grand encore s'il y avait des corps conducteurs plus rapprochés.

Dans le cas particulier des condensateurs à plateaux, l'effet des corps voisins se traduit par une augmentation de capacité du collecteur; on devra donc trouver, pour cette cause, une capacité trop grande. Mais cette cause d'erreur est sensiblement constante; elle

devra donc entraîner une erreur relative d'autant plus grande que la capacité mesurée sera plus petite. C'est effectivement ce qui a lieu, si, comme le fait M. Terquem, on compare la capacité théorique d'un plateau sans épaisseur aux nombres que j'ai donnés pour mes condensateurs. Bien que, indépendamment de l'influence, la formule théorique ne leur soit pas encore exactement applicable, cependant la différence relative augmente très-régulièrement à mesure que le pouvoir condensant et, par suite, la capacité du collecteur diminuent. Il en est encore de même pour le condensateur de $4^c,90$ de rayon, dont les nombres n'ont pas été reproduits par M. Terquem. Pour une petite distance de plateaux, on trouve, par expérience, une capacité de 45,2, et la différence est de 0,33 avec la formule; quand la distance augmente, la différence relative augmente également, et devient égale à 0,82 pour une capacité du collecteur de 10,0 seulement.

La différence est encore de même sens dans ceux des nombres de Riess, que cite M. Terquem à la page 364. Le rapport calculé des charges du condensateur et du collecteur est plus grand que le rapport mesuré; là encore la capacité du collecteur a donc été constamment trop forte. Les différences sont certainement dues, pour la plus grande partie, à l'influence des corps voisins : c'est là une cause d'erreur redoutable, et je serai heureux si cette petite Note peut attirer l'attention des personnes qui s'occupent de l'électricité statique.

Veuillez, etc. ALFRED ANGOT.

MÉTÉOROLOGIE APPLIQUÉE A L'AGRICULTURE;

PAR M. MARIÉ-DAVY.

L'étude de l'action exercée sur la végétation par les variations du temps est une des principales applications de la Météorologie; mais, pour que ces recherches soient réellement fructueuses, il ne suffit pas d'établir des rapprochements entre l'état du temps et l'aspect extérieur des récoltes, il faut suivre la plante pas à pas en y employant les ressources des analyses chimiques et physiologiques.

On sait déjà, par les expériences de Guettard, de Daubeny, de Sachs, de Dehérain, que, si la plante est, comme tous les corps hu-

mides, soumise à l'évaporisation physique, elle est en même temps le siége d'un autre phénomène purement physiologique, l'excrétion de l'eau par ses stomates, excrétion qui est sous la dépendance directe des rayons solaires et qui s'effectue aussi bien dans un air saturé, en vase clos, qu'à l'air libre.

Nous avons suivi le phénomène de transpiration jour par jour pendant deux mois, au moyen de la balance, et nous avons noté en même temps, la température et le degré actinométrique. Les résultats de ces comparaisons, faites sur trois touffes de blé bleu, sont compris dans le tableau suivant :

PÉRIODES.	RAPPORT ENTRE LE POIDS DE L'EAU TRANSPIRÉE ET	
	la température.	le degré actinométrique moyen.
Du 1 au 5 juin.....	0,38	0,99
6 au 10 »	0,65	1,10
11 au 15 »	0,79	1,79
16 au 20 »	0,65 (*a*)	1,22 (*a*)
21 au 25 »	0,92	1,99
26 au 30 »	0,80	2,17
1 au 5 juillet.....	0,67	1,90
6 au 10 »	0,66	1,86
11 au 15 »	0,70	1,54
16 au 20 »	0,39	0,86
21 au 25 »	0,27	0,61
26 au 30 »	0,13	0,32

A part la période du 16 au 20 juin, pendant laquelle l'humidité du sol a été réduite, ce qui a réduit aussi la transpiration, les rapports de la transpiration à l'éclairement suivent une marche régulière, qu'on retrouve aussi, mais à un moindre degré, pour les températures, parce que, en juin et juillet, le thermomètre est, en général, plus haut par les beaux temps que par les temps couverts; mais on remarquera que le rapport entre le fait physiologique de la transpiration et son excitant, la lumière, n'est pas constant; qu'il passe par un maximum suivant de très-près la floraison. C'est à cette époque que correspond le maximum d'activité végétale de la plante. A partir de ce moment, ses besoins en eau diminuent rapidement jusqu'à la maturité.

Nous avons voulu voir ce qu'il advenait de la plante même. Pendant deux années, du blé bleu a été semé dans nos douze cases de végétation, des échantillons en ont été prélevés chaque quinzaine et analysés par M. Albert Lévy. La première année, le dosage a porté sur les substances minérales ; la seconde, il a porté sur l'azote. En voici les résultats :

Poids des substances ramenées au mètre carré, moyenne de 11 cases.

DATE DE LA PRISE d'échantillon.	POIDS DE LA PLANTE desséchée.	CENDRE.	SILICE.	ACIDE SULFURIQUE.	ACIDE PHOSPHORIQUE.	POTASSE.	CHAUX.
	gr	gr	gr	gr	gr	gr	gr
2 mai...	813	91,0	17,8	6,2	5,2	32,3	5,3
19 mai...	1129	100,4	21,8	8,5	5,6	38,2	7,1
8 juin..	1643	109,5	34,1	11,0	6,9	29,8	8,6
24 juin..	1673	96,4	39,1	7,8	8,5	28,8	6,1
8 juillet.	1341	70,9	28,9	5,2	5,6	18,6	5,2
22 juillet.	1233	"	"	"	"	"	"

Le poids total de la plante, desséchée à l'étuve, a été en croissant jusque un peu après la floraison, puis il a diminué d'une manière très-marquée. Un pareil maximum se rencontre pour toutes les substances minérales ; sa date seule change de l'une à l'autre. Le même phénomène a lieu pour l'azote, comme il résulte du résumé suivant des analyses de 1875 :

	14 avril.	3 mai.	15 mai.	31 mai.	15 juin.	1er juillet.	16 juillet.
	gr	gr	gr	gr	gr	gr	gr
Tige complète à l'état frais.....	0,69	2,39	3,90	3,90	7,00	4,80	3,10
Tige desséchée à l'étuve.....	0,13	0,39	1,69	2,53	3,16	2,81	2,72
Tige sans épi, desséchée.....	0,13	0,39	1,69	2,07	1,99	1,43	0,99
Epi plein, desséché.....	"	"	"	0,45	1,18	1,39	1,73
	mgr	mgr	mgr	mgr	mgr	mgr	mgr
Azote total de la tige et de l'épi...	5,4	8,7	15,1	28,2	34,6	29,7	26,9
» » de la tige.....	5,4	8,7	15,1	22,7	18,3	9,9	3,7
» » de l'épi.....	"	"	"	5,5	16,4	19,8	23,2

Le poids de la tige à l'état frais passe par un accroissement subit, le 15 juin, à la suite des pluies; le poids sec en est peu influencé, mais son maximum est évident. Nous retrouvons ce maximum dans le poids total de l'azote. Ce maximum semble avoir échappé à M. Isidore Pierre dans son beau travail sur le développement du blé. L'accroissement continu de l'épi aux dépens de la tige avait, au contraire, été mis en évidence par lui.

Il y a donc deux phases bien distinctes dans la vie du blé : dans la première, la plante assimile; elle prépare ses réserves qu'elle emploiera, dans la seconde, à la formation du grain.

Mais, en outre de sa fonction spéciale d'assimilation, la plante est un être vivant, respirant et consommant comme l'animal. Une partie des principes élaborés par elle sous l'action de la lumière est brûlée par elle dans ses tissus. L'azote et les matières minérales contenues dans la portion de ces principes décomposée par la combustion lente qu'alimente la respiration vraie de la plante redeviennent plus ou moins complétement libres et retournent dans l'air ou dans le sol, à moins qu'elles ne soient reprises par les forces assimilatrices. Durant la première phase de la végétation, l'assimilation très-active l'emporte sur la consommation, le poids total grandit; dans la seconde phase, l'assimilation diminue, la consommation l'emporte, et le poids total s'amoindrit.

Dans ces deux périodes si distinctes, les changements du temps ont nécessairement des influences diverses, et il n'est pas exact de totaliser pour le blé les sommes d'eau, de chaleur et de lumière qu'il a reçues depuis l'époque du semis jusqu'à la maturité. C'est dans la première phase de la végétation, et surtout aux environs de la floraison, qu'elles auront le plus d'action.

Nous résumons dans le tableau suivant les éléments météorologiques principaux des trois dernières années; chaque nombre de ce tableau représente le total par mois des températures moyennes diurnes, des moyens degrés actinométriques diurnes, ainsi que le total des pluies :

MOIS.	1873.			1874.			1875.		
	Pluie.	Chaleur.	Lumière.	Pluie.	Chaleur.	Lumière.	Pluie.	Chaleur.	Lumière.
	mm	°	°	mm	°	°	mm	°	°
Janvier.....	37,3	152	440	23,1	146	397	63,2	167	363
Février.....	59,1	62	353	17,5	120	490	10,9	48	706
Mars.....	40,4	254	790	11,4	223	871	8,6	174	763
Avril.....	44,5	267	909	16,1	360	1152	10,1	312	1248
Mai.....	45,2	375	1401	36,6	366	1441	24,6	487	1454
Juin.....	137,9	510	1445	47,8	528	1608	82,0	528	1404
Juillet.....	38,8	623	1702	54,5	667	1590	82,1	552	1423
Total { mars à mai.	130,1	896	3100	64,1	949	3464	43,3	973	3465
Total { mars à juin.	268,0	1406	4545	111,9	1477	5072	125,3	1501	4819

La récolte de 1873 a été mauvaise; celle de 1874 a été très-bonne; celle de 1875 a été assez bonne ou moyenne. La première a eu beaucoup d'eau, peu de chaleur et moins encore de lumière dans les trois premiers mois de végétation active. Déjà les blés avaient souffert des fortes gelées de février. Juillet n'a rien réparé. 1875 a donné plus de chaleur que 1874; mais le blé pousse et mûrit jusque sous le 71e degré de latitude, à Lynden; ce n'est jamais la chaleur qui lui manque sous nos climats. La somme de lumière est la même en 1874 et en 1875; aussi la maturité du grain est-elle survenue à la même date dans les deux années, avec quinze jours d'avance sur une année moyenne. Les pluies de la fin de juin et de juillet et le faible éclairement relatif de ces deux mois n'ont pu retarder la maturité; les pluies ont seulement gêné la moisson.

Ce qui distingue surtout ces deux années, c'est la sécheresse qui, dans les terres légères ou peu profondes, à faibles réserves en eau, a, dans le printemps de 1875, enrayé le tallage des touffes de blé.

Les données de l'hygromètre et de l'évaporomètre complètent les déductions qui précèdent, et confirment cette conclusion que, dès la fin de mai ou les premiers jours de juin, suivant les localités, ou d'une manière générale dès la floraison du blé, on peut déduire des données météorologiques la valeur probable de la récolte pendante, sauf le cas de perturbations exceptionnelles dont l'action funeste est circonscrite.

SUR LA DISTRIBUTION DU MAGNÉTISME DANS DES PLAQUES D'ACIER CIRCULAIRES ET ELLIPTIQUES;

PAR M. E. DUTER,
Professeur au lycée de Reims.

Les expériences qui suivent ont pour objet de reconnaître l'influence de la forme sur la distribution du magnétisme libre dans les aimants d'acier. J'ai effectué mes recherches sur des plaques de forme circulaire ou elliptique; toutes sont taillées dans le même acier et possèdent la même trempe; leur épaisseur est de 1 millimètre.

Les plus grands rayons des cercles que j'ai employés ont 15 centimètres, et les plus grands axes des ellipses ont aussi 15 centimètres.

L'aimantation a été obtenue au moyen d'une bobine très-plate, formée par 400 mètres de fil de cuivre de 2 millimètres de diamètre et où passe le courant de 10 bons éléments de Bunsen.

J'ai employé dans mes recherches la méthode de M. Jamin : c'est la seule qui permette d'étudier tel point que l'on veut d'un aimant, en mesurant en chaque point la force d'arrachement d'un très-petit contact de fer doux. Pour assurer le succès complet de la méthode, dans le cas où je me suis placé, il est indispensable d'employer deux précautions.

Il faut d'abord donner à l'aimant une surface parfaitement polie et nette; la moindre trace de souillure qui ternit l'aimant affecte de la façon la plus irrégulière la force qui détermine l'arrachement. Il faut, en outre, éviter tout choc de l'aimant, même celui du petit clou d'arrachement qui, retombant brusquement sur un point de l'aimant, altère d'une façon permanente la tension existant en ce point.

Les résultats que j'ai obtenus se résument ainsi :

1° Les totalités de magnétisme libre répandu sur des cercles ou des ellipses sont proportionnelles aux surfaces.

2° Ce magnétisme peut être considéré comme distribué suivant des filets qui affectent la forme d'hyperboles; les axes non transverses de ces hyperboles sont en direction et en grandeur les axes

de symétrie perpendiculaires à la ligne neutre. Les axes transverses sont dirigés suivant la ligne neutre, mais leurs grandeurs varient d'un filet à un autre.

Sur chacun de ces filets, la loi de distribution du magnétisme libre est donnée par la formule

$$(1) \qquad I = A(a^h - a^{-h});$$

I est la tension magnétique au point considéré, h est la longueur de l'arc d'hyperbole définie ainsi que je l'ai dit plus haut, et où se trouve le point considéré; cette longueur est comptée à partir de la ceinture moyenne. A et a varient d'un filet à un autre, suivant les deux lois suivantes.

3° Les tensions I_1, à l'extrémité de chaque filet hyperbolique, sont données par la formule

$$(2) \qquad I_1 = \frac{2L}{\pi} \text{ arc tang } \frac{h_1}{k} \quad \text{ou} \quad A(a^{h_1} - a^{-h_1}) = \frac{2L}{\pi} \text{ arc tang } \frac{h_1}{k};$$

h_1 est la longueur de l'hyperbole comptée de la ceinture moyenne à son extrémité, L est la tension à l'extrémité d'un filet de longueur infinie, k est un autre coefficient qui, dans les cercles, ne dépend absolument que de la nature de l'acier. Dans les ellipses, il reste aussi un nombre constant, pourvu que les dimensions transversales de l'aimant ne soient pas trop faibles par rapport aux dimensions axiales.

4° Les totalités de magnétisme répandu sur chaque filet hyperbolique sont proportionnelles aux carrés des tensions I_1 existant à l'extrémité de chacun de ces filets, ce qui conduit à la formule

$$(3) \qquad \frac{A}{La}(a^{h_1} + a^{-h_1} - 2) = C \times A^2(a^{h_1} - a^{-h_1}),$$

C étant une constante qui ne dépend que de la nature de l'acier. J'ai entrepris des recherches sur des aimants de formes très-diverses, et j'ai vu que la forme des filets, où la loi $I = A(a^h - a^{-h})$ se maintient, change avec la courbe limitatrice des aimants.

C'est précisément dans la recherche de ces lignes, que je nomme lignes *homomagnétiques* et qui, dans le cas des cercles et des ellipses, sont des hyperboles, que se trouve l'explication de ces

phénomènes encore peu étudiés de distribution, et nommés *influence des bords ou des angles.*

En suivant les bienveillants conseils de M. Jamin, j'ai, profitant des lois expérimentales que j'avais trouvées, recherché les lignes d'égales tensions sur les cercles aimantés.

Les résultats auxquels conduit cette recherche sont très-simples et très-importants, puisqu'ils donnent la loi élémentaire de la distribution du magnétisme sur des cercles.

En effet, si, au moyen de mes lois expérimentales, on calcule les courbes d'égales tensions sur les cercles, on trouve que ces lignes *isomagnétiques* sont des *ellipses homofocales,* ayant pour foyers les extrémités du diamètre qui représente la ligne neutre de l'aimant, c'est-à-dire que l'équation générale de ces ellipses isomagnétiques est

$$(4) \qquad \frac{x^2}{r^2+b^2}+\frac{y^2}{b^2}=1;$$

r est le rayon du cercle aimanté, b est le petit axe de l'ellipse isomagnétique qui est dirigé suivant l'axe magnétique de l'aimant.

Or j'ai prouvé que la distribution du magnétisme libre suivant l'axe de l'aimant était donnée par la formule

$$\mathrm{I}=\mathrm{A}(a^b-a^{-b}),$$

où b représente la distance du point étudié au centre de l'aimant, ou bien encore la moitié de l'axe de l'ellipse isomagnétique passant par le point considéré; et, comme de l'équation (4) on tire

$$b=\left\{\frac{x^2+y^2-r^2}{2}+\sqrt{\frac{[r^2-(x^2+y^2)]^2+4r^2y^2}{4}}\right\}^{\frac{1}{2}},$$

il en résulte que l'intensité du magnétisme libre, répandu sur un élément infiniment petit $dx\,dy$ de la surface de la plaque, est donnée par l'expression

$$\mathrm{A}\left\{a^{\left[\frac{x^2+y^2-r^2}{2}+\sqrt{\frac{(r^2-x^2-y^2)^2+4r^2y^2}{4}}\right]^{\frac{1}{2}}}-a^{-\left[\frac{x^2+y^2-r^2}{2}+\sqrt{\frac{(r^2-x^2-y^2)^2+4r^2y^2}{4}}\right]^{\frac{1}{2}}}\right\}dx\,dy.$$

J.-C. POGGENDORFF. — Neue Beobachtungen an der Electromaschine zweiter Art (Nouvelles expériences sur la machine électrique de seconde espèce); *Annales de Poggendorff*, t. CLIII, p. 80; 1874.

I. On peut obtenir, avec une machine verticale de deuxième espèce, un fort courant dans le conducteur vertical, tandis que le courant est nul et extrêmement faible entre les électrodes, quoique la théorie [1] indique que ces deux courants devront toujours se produire simultanément et se modifier dans le même sens. Ce phénomène, observé par hasard sur une machine dont le plateau antérieur ne tournait pas (l'écrou qui le fixait sur l'axe de la machine était desserré), peut être reproduit à volonté en arrêtant l'un des plateaux. Mais la machine doit d'abord être maintenue en activité pendant quelque temps : une machine complétement neutre ne se charge pas quand on fixe l'un des plateaux. Le courant une fois établi persiste malgré un repos assez long du plateau. Si l'on tourne ce plateau de 180 degrés, le courant est interverti; si on l'enlève complétement, le courant cesse aussitôt. Chacun des plateaux exerce donc une action sur l'autre et une action sur les peignes voisins; le repos de l'un d'eux détruit la dernière, mais laisse subsister l'autre.

II. Avec une machine de deuxième espèce, dont les électrodes sont aussi éloignées que possible, le courant entre ces électrodes est remplacé par quatre courants partiels ayant leur siége dans chacun des peignes; ceux-ci envoient par une de leurs moitiés du fluide +, par l'autre du fluide —, à condition que d'abord la machine ait été maintenue quelque temps en activité dans les conditions ordinaires. Si l'on arrête l'un des plateaux, les courants correspondants cessent, les autres ne changent pas. Une rotation de 180 degrés du plateau fixe intervertit les courants partiels, et, si l'on enlève le plateau, ils disparaissent aussitôt. Ces modifications sont analogues à celles qui se produisent dans le cas précédent.

Les plateaux, dans ce cas, sont polarisés en deux zones circulaires électrisées de signes contraires; en général, la partie des peignes tournée vers le centre change de signe, l'autre moitié conserve son

[1] *Annales de Poggendorff*, t. CL, p. 9, et *Journal de Physique*, t. III, p. 225.

signe. Quelquefois les deux peignes, qui dans le courant complet envoient du fluide +, se polarisent seuls d'abord ; les autres se polarisent peu à peu si la machine tourne assez longtemps. Le conducteur diamétral doit être enlevé, il empêche ou complique les phénomènes.

III. Lorsque les peignes verticaux sont isolés l'un de l'autre, et réunis deux à deux avec les peignes horizontaux, une rotation à gauche (en sens inverse des aiguilles d'une montre pour le plateau antérieur) produit seule un courant entre les électrodes ; mais, si on les éloigne autant que possible, on observe aussi quatre courants partiels qui sont détruits par l'arrêt d'un des plateaux.

Le conducteur diamétral, placé verticalement en face des peignes postérieurs, supprime toute trace d'électricité lorsque les électrodes sont en contact, quel que soit le sens de la rotation. Lorsqu'elles sont séparées, l'effet ne se produit que si la machine tourne à gauche. Si elle tourne à droite, les courants dans les conducteurs qui réunissent les peignes et dans le conducteur diamétral semblent changer à chaque tour des plateaux. Les six peignes peuvent être divisés en deux groupes qui envoient alternativement de longues aigrettes positives. Ces courants cessent aussitôt qu'on met les électrodes en contact.

IV. Si l'on réunit les peignes verticaux par un arc métallique, en même temps qu'on met les électrodes en contact, de façon à entourer les plateaux d'un conducteur continu, les phénomènes sont les mêmes que dans le cas du conducteur vertical interrompu ; seulement les courants se produisent dans ce conducteur comme dans le conducteur horizontal, lorsque les résistances des deux sont égales et que la machine tourne à gauche. On observe facilement ces phénomènes en réunissant les peignes par un tube à analyse spectrale ; les deux tubes s'illuminent vivement ; mais, si l'on remplace l'un des tubes par une pièce métallique, la lumière de l'autre s'éteint, le fluide passe tout entier par le métal.

C. Daguenet.

W.-M. WATTS. — On a new form of micrometer for use in spectroscopic analysis (Nouveau micromètre pour déterminer la position des raies dans l'analyse spectrale); *Philosophical Magazine*, t. L, p. 81; 1875.

Les expérimentateurs qui cherchent à déterminer la position des raies dans des spectres de très-faible intensité sont fréquemment gênés par la lumière étrangère nécessaire pour illuminer le réticule. On évitera cet inconvénient par la disposition suivante : entre le prisme du spectroscope et la lunette est placée une lentille séparée en deux moitiés par un plan perpendiculaire à l'arête réfringente. Si l'on déplace l'une des moitiés de la lentille à l'aide d'une vis micrométrique, le spectre se dédouble et glisse en quelque sorte sur lui-même, de telle sorte que l'on peut amener une raie déterminée, la raie D du sodium par exemple, à coïncider avec la raie du spectre dont on veut fixer la situation. Il ne reste qu'à déterminer expérimentalement la valeur d'un tour de la vis en unités de l'échelle spectrale adoptée. E. Bouty.

BERNSTEIN. — Ueber den zeitlichen Verläuf des Polarisations-Stromes (Sur la variation des courants de polarisation avec le temps); *Annales de Poggendorff*, t. CLV, p. 177; 1875.

Un courant traverse un électrolyte, on interrompt le courant, et, au bout d'un temps déterminé très-court, on envoie le courant de polarisation dans un galvanomètre. Si p est l'intensité de ce courant pris un temps t après l'ouverture du premier, il semble que l'on doit pouvoir poser $p = Pe^{-\alpha t}$; en réalité le courant décroît moins vite que ne l'indiquerait cette formule. Si l'on détermine α pour de petites valeurs de t, cette valeur de α est d'autant plus petite que la polarisation initiale est plus énergique; mais, la force électromotrice et la surface des électrodes restant les mêmes, α varie en raison inverse de la résistance du courant. Cette valeur varie lorsque l'électrolyte change, et paraît moitié moindre pour l'acide chlorhydrique que pour l'acide sulfurique. A. Potier.

Eugène GOLDSTEIN. — On spectra of gazes (Sur les spectres des gaz); *Philosophical Magazine*, t. XLIX, p. 333; 1875.

M. Wüllner a soutenu récemment que les différents spectres de gaz dans les tubes de Geissler correspondent aux décharges de dif-

férentes natures; la décharge continue fournissant les spectres des bandes (ou primaires), la décharge disruptive les spectres des lignes (ou secondaires). M. Goldstein fait voir que toutes les causes qui peuvent rendre la décharge très-chaude provoquent l'apparition des spectres de lignes, et qu'on peut obtenir des spectres de bandes avec des décharges disruptives, pourvu qu'elles ne portent pas le gaz à une température trop élevée. Bien plus, le même tube, actionné de la même manière, donne dans les parties étranglées un spectre secondaire, et dans les parties larges un spectre primaire, et l'écartement plus ou moins grand des électrodes suffit pour faire passer un spectre primaire à l'état de spectre secondaire, ou un spectre de lignes étroites à l'état de spectre de lignes diffuses. Ces résultats avaient été déjà signalés. G. Salet.

E. MACH. — Ueber einen Polarisations-Apparat mit rotirendem Zerleger (Appareil de polarisation à analyseur tournant); *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 169; 1875.

M. Mach, à Vienne, et M. Spottiswoode, en Angleterre, ont récemment construit des appareils de polarisation à analyseur tournant. La rotation étant suffisamment rapide, tous les phénomènes que l'on montre d'ordinaire successivement dans les cours se présentent simultanément. Par exemple, quand on observe à travers l'analyseur tournant la lumière polarisée par un Nicol, on aperçoit un anneau lumineux discontinu, présentant deux maxima d'intensité et deux minima nuls, sur deux diamètres rectangulaires; en interposant un quartz perpendiculaire à l'axe, l'anneau se peint de toutes les couleurs que peut donner le quartz, etc. Il suffit de signaler ce genre d'appareil : il se prête à varier un grand nombre d'expériences de cours faciles à imaginer. E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome I. — Janvier 1876.

E.-C. Tulley Newton. — *Caractères microscopiques de formes particulières du charbon*, p. 16.

C. Szily. — *La seconde proposition de la théorie mécanique de la chaleur déduite de la première*, p. 22.

Olivier Heaviside. — *Sur la télégraphie (Duplex télégraphe)*, p. 32.

Frederick Guthrie. — *Des solutions salines et de l'eau adhérente*, p. 49.

S.-H. Burbury. — *De la seconde loi de la thermodynamique et de sa relation avec la théorie kinétique des gaz*, p. 61.

Tasker-H. Marvin. — *De la production des spectres par la flamme oxyhydrique*, p. 67.

R. Clausius. — *Sur une nouvelle loi fondamentale de l'électrodynamique*, p. 69.

5e série. — Tome I. — Février 1876.

E. Edlund. — *Expérience qui prouve que la résistance à la conduction galvanique dépend du mouvement du conducteur*, p. 89.

James-H. Cotterill. — *Distribution de l'énergie dans une masse de liquide à l'état de mouvement stationnaire*, p. 108.

Alfred-M. Mayer. — *Historique de la théorie des couleurs imaginée par Young*, p. 111.

J.-A. Fleming. — *Polarisation des électrodes dans l'eau privée d'air*, p. 142.

Annales de Poggendorff.

Tome CLVI. — N° 12. — Année 1875.

A. Winkelmann. — *Conductibilité des gaz par la chaleur*, p. 497.

A. Kleiner. — *Communication relative à des recherches du professeur J.-J. Müller, sur l'influence des corps isolants sur l'action électrodynamique à distance*, p. 564.

E. Lommel. — *Solution élémentaire de quelques problèmes d'optique*, p. 578.

E. Edlund. — *Réponse à des objections opposées à la théorie d'un seul fluide électrique*, p. 590.

F. Kohlrausch. — *Sur les phénomènes thermo-électriques, la conductibilité électrique et calorifique*, p. 601.

E. Budde. — *De l'électricité dans les électrolytes*, p. 618.

W. Holtz. — *Quelques recherches pour perfectionner la machine à influence simple*, p. 627.

E. Mach et J. Merten. — *Remarques sur le changement de la vitesse de la lumière, produit dans le quartz par la pression*, p. 639.

H. Morton. — *Une lampe de Bunsen, sans mouvement rétrograde de la flamme*, p. 654.

Nodot. — *Quelques expériences sur la réfraction conique*, p. 656.

R. Clausius. — *Sur une nouvelle loi fondamentale d'électrodynamique*, p. 657.

RECHERCHES SUR LE MAGNÉTISME

(SUITE ET FIN);

PAR M. J. JAMIN.

V. — *Faisceaux, conditions générales.*

Je vais d'abord étudier d'une manière générale comment se fait le partage du magnétisme entre les diverses lames d'un faisceau. Je chercherai ensuite la loi de distribution sur la surface [1].

Les lames que j'ai examinées avaient toutes une longneur égale à 1 mètre, une largeur $A = 50^c$, et des épaisseurs E de 1, 2, 3 ou 4 millimètres; elles étaient parfaitement homogènes, de même conductibilité, et avaient été trempées en même temps. Je mesurais l'intensité moyenne y sur les plats, depuis l'extrémité jusqu'au milieu, puis y_1 sur les tranches, et enfin y_2 sur les faces extrêmes. $A\Sigma y$ représentait la totalité du magnétisme sur les plats, $E\Sigma y_1$ sur les tranches, $AE\,y_2$ sur la face extrême, et leur somme M est donnée par la formule

$$M = A\left(\Sigma y + \frac{E}{A}\Sigma y_1 + Ey_2\right).$$

En général, on trouve que l'intensité y_1 sur la tranche est égale à l'ordonnée y sur le plat, multipliée par un facteur μ voisin de 1, 2, ce qui donne sensiblement, en négligeant le dernier terme,

$$m = \frac{M}{A} = \Sigma y\left(1 + \mu\frac{E}{A}\right).$$

Il suffira donc de mesurer y, d'en tracer la courbe, d'en évaluer l'aire, qui est égale à Σy, et l'on pourra calculer m.

Cela étant, je compose un faisceau de huit lames de 3 millimètres d'épaisseur, aimantées toutes à saturation. Je laisse ces lames en présence pendant une journée, puis je les sépare pour les étudier individuellement. Je trouve qu'elles ont toutes perdu de leur magnétisme primitif, et, pour peu qu'elles soient différentes l'une de l'autre, elles ont très-inégalement perdu, les plus conductrices plus

[1] *Comptes rendus*, t. LXXVIII, p. 1331.

que les autres. Cette perte dépend aussi de la place qu'elles occupaient entre elles, et l'on rencontre, en démontant ces faisceaux, toutes sortes de bizarreries dans la distribution; mais, quand les lames sont coupées dans un même ruban et bien identiques, on reconnaît cette loi :

Que les lames du même faisceau ont toutes gardé après leur séparation la même quantité m' de magnétisme, distribué de la même manière et indépendant de la place qu'elles occupaient.

Sans les réaimanter de nouveau, je replace ces lames l'une sur l'autre, de manière à refaire successivement des faisceaux de 1, 2, 3,..., 8 lames. Ainsi constitués par des lames identiques, mais non saturées, ces faisceaux ont un magnétisme égal dans toute leur masse, et l'on trouve, comme on devait s'y attendre :

1° Que chaque lame garde son magnétisme propre m';

2° Que la totalité de magnétisme du faisceau est égale à la somme des magnétismes de chaque élément ou à n fois le magnétisme m' de chaque lame;

3° Que les courbes magnétiques s'élèvent quand le nombre des lames augmente, qu'en même temps elles se redressent et convergent vers une ligne droite qui passe par le milieu du faisceau.

Cela prouve que les filets conservés dans chaque lame persistent, gardent leur place dans les sections moyennes, mais que leurs extrémités se prolongent par influence depuis le milieu jusqu'aux surfaces extérieures où viennent affleurer et s'épanouir tous les pôles élémentaires.

Ces pôles développent sur les plats du faisceau des intensités Y; la somme totale de magnétisme est $\Sigma Y\left(1+\mu\frac{nE}{A}\right)$, et, puisqu'elle est égale à n fois le magnétisme m' de chaque lame, qui est

$$\Sigma y\left(1+\mu\frac{E}{A}\right),$$

on a

$$\Sigma Y\left(1+\mu\frac{nE}{A}\right)=n\Sigma y\left(1+\mu\frac{E}{A}\right),$$

d'où l'on tire approximativement

$$\frac{\Sigma Y}{n}=\Sigma y\left[1-(n-1)\mu\frac{E}{A}\right],$$

ce qui montre que $\frac{\Sigma Y}{n}$ décroît en progression arithmétique quand n croît d'une unité : l'expérience vérifie ce résultat.

Reprenons les mêmes lames, rendons-leur, par une nouvelle aimantation, un magnétisme m à saturation, et reconstituons le faisceau. Toutes vont perdre de m à m'; il est facile de trouver les causes et les conditions de cette perte. En effet, chacune d'elles est mégapolaire; elle est longue, et offre des courbes d'intensités magnétiques confinées aux extrémités et distantes l'une de l'autre. Quand on en superpose deux, puis trois, puis n, on voit ces courbes s'élever, s'allonger, marcher l'une vers l'autre des extrémités au milieu, puis se rencontrer, se superposer de plus en plus et le faisceau devenir peu à peu brachypolaire. Cela tient à ce que la ceinture moyenne est proportionnelle au nombre des lames, et que la surface d'épanouissement des pôles n'augmente que par l'accroissement d'épaisseur. A la limite, la courbe magnétique observée ne change plus sur les plats; elle se réduit à une droite. Il en résulte que, si l'on sépare les lames, on trouve qu'elles ont gardé toutes un magnétisme m', d'abord égal à m, puis d'autant moindre qu'elles avaient été superposées en plus grand nombre, mais qui est toujours la $n^{ième}$ partie du magnétisme total : ce qui veut dire, en d'autres termes, que le magnétisme M du faisceau est toujours égal à la somme des magnétismes m' des éléments, mais que m' décroît de plus en plus par la réaction mutuelle de ces éléments.

Voici les résultats observés avec des lames de 3 millimètres et de 1 millimètre d'épaisseur :

Lames de 3 millimètres.

n.....	1	2	3	4	6	8	10	50	100
$\frac{M}{n}$.....	19,2	18,7	17,0	16,8	13,5	10,3	10,7	»	5,57
m' observé.	19,0	18,0	17,3	17,0	13,8	10,8	»	»	»

Lames de 1 millimètre.

$\frac{M}{n}$.....	7,8	7,5	8,2	8,5	7,7	7,8	7,7	2,6	1,5

Puisque le magnétisme ΣY qui est sur les plats du faisceau atteint une limite qu'il ne dépasse plus quand n croît au delà d'une certaine valeur, il faut que l'augmentation de magnétisme gardé par le faisceau résulte uniquement de l'accroissement de son épaisseur. Or le

magnétisme gardé par chaque lame est donné par la formule précédente :

$$m' = \Sigma y\left(1 + \mu\frac{E}{A}\right) = \Sigma Y\left(\frac{1}{n} + \mu\frac{E}{A}\right) = \mu\frac{A}{E}\Sigma Y + \frac{\Sigma Y}{n}.$$

On voit que, si n augmente assez pour que ΣY soit invariable, le magnétisme gardé par chaque lame se compose d'un terme constant augmenté de la quantité $\frac{\Sigma Y}{n}$ qui décroît quand n augmente.

Cela montre que, en formant un faisceau, il ne faut pas augmenter outre mesure le nombre des lames : d'abord elles ajoutent leur magnétisme sans en rien perdre jusqu'à avoir constitué l'aimant métriopolaire ou normal. Au delà, le magnétisme total croît encore, mais chaque lame perd, et, quand on a atteint l'aimant limite, ΣY est constant et l'addition de nouvelles lames est en pure perte. Je me suis assuré que, dans presque tous les aimants des cabinets de Physique, le nombre des lames est excessif.

Ces lois changent notablement, sans cesser d'être très-simples, quand on sépare par des matières non magnétiques, des cartons par exemple, les diverses lames d'un faisceau [1].

J'ai pris 22 lames parfaitement homogènes; chacune prenait à saturation, quand elle était seule, un magnétisme égal à 8,7 et une intensité extrême égale à 6,6. Quand elles sont superposées sans séparation, cette intensité est portée à 15,0; la courbe magnétique est une droite, le pôle est à 166 millimètres des extrémités. Après la séparation, chaque lame est réduite de 8,7 à 4,4; elle a perdu la moitié environ de son magnétisme, et le faisceau total, qui devrait posséder 191,4, ne contient plus que 97,1 : la perte est de 50 pour 100. Si donc on a gagné en intensité, on a perdu en quantité.

Interposons maintenant des cartons de $0^{mm},6$. On a encore un aimant limite; l'intensité extrême est moindre ou de 13,7; la somme du magnétisme extérieur, c'est-à-dire sur les tranches et les plats, est égale à 85,7. Il semble donc qu'on ait perdu à la fois en intensité et en quantité.

Mais il n'en est rien; une certaine quantité d'aimantation, que nous ne voyons pas, est restée entre les lames, et, en démontant le paquet, on trouve que chaque lame a conservé 6,9, beaucoup plus que précédemment, et le faisceau entier 151,4; la perte n'est plus

[1] *Comptes rendus*, t. LXXVIII, p. 1383.

que de 21 pour 100 au lieu de 50. Ainsi le magnétisme total se partage en deux parties, l'une 85,5 qui est à l'extérieur, l'autre 65,8 qui est restée dans les intervalles; enfin, si l'on porte les intervalles à $0^{mm},9$, on voit s'accentuer davantage ce résultat; chaque lame garde 7,1, le faisceau total 154, dont 81 à l'extérieur et 73 à l'intérieur : la perte totale est réduite à 37,4, soit 19 pour 100. Il y a donc un grand avantage à constituer des faisceaux avec des lames nombreuses et séparées.

VI. — *Loi de la distribution dans un faisceau* [1].

Connaissant ainsi les conditions générales d'un faisceau, il ne reste plus qu'à trouver la loi de la distribution. Il faut distinguer deux cas : ceux où le faisceau est mégapolaire ou bien micropolaire. Pour le premier, j'ai étudié 50 lames de 1 millimètre d'épaisseur et de 2 mètres de longueur.

L'intensité moyenne y à une distance x des extrémités a toujours été représentée par la formule

$$y = A_n k_n^{-x}.$$

Il faut trouver les valeurs des constantes A_n et k_n en fonction des constantes A et k prises sur une seule lame, en fonction de la largeur b et de l'épaisseur n du faisceau.

1° La quantité totale de magnétisme est proportionnelle au nombre des filets qui passent à travers la section moyenne, c'est-à-dire à la section bn; donc $M = mbn$.

2° Sur une bande, de largeur égale à l'unité, parallèle à l'axe de l'aimant, la somme de magnétisme se trouvera en intégrant $y\,dx$ de zéro à l'infini, et M sera égal à cette intégrale multipliée par le périmètre $2(b+n)$ (on néglige le magnétisme des faces extrêmes). On aura

$$M = 2(b+n)\int_0^\infty y\,dx = \frac{2A_n(b+n)}{lk_n}.$$

En égalant les deux valeurs de M, il vient

$$\frac{m}{2} = \frac{A_n}{lk_n}\,\frac{b+n}{bn}.$$

---

[1] *Comptes rendus*, t. LXXX, p. 1553, et t. LXXXI, p. 11.

Pour le cas d'une seule lame d'épaisseur égale à l'unité,

$$\frac{m}{2} = \frac{A}{lk}\,\frac{1+b}{b},$$

ce qui conduit à une première relation de condition

$$(5) \qquad \frac{A_n}{\log k_n}\,\frac{n+b}{n+bn} = \frac{A}{\log k}.$$

Le second membre étant constant, le premier le sera également, quel que soit le nombre de lames n : l'expérience vérifie parfaitement cette déduction, fondée uniquement sur les lois précédemment établies.

Il faut s'adresser à l'expérience pour trouver une deuxième équation de condition. Or on remarque que A_n et k_n varient en sens inverse, A_n augmentant et k_n diminuant quand le nombre des lames s'accroît. On trouve que $A_n \log k_n$ est constant; posons donc

$$(6) \qquad A_n \log k_n = A \log k;$$

les équations (5) et (6) conduisent maintenant à

$$(7) \qquad A_n \sqrt{\frac{b+n}{bn+n}} = A, \quad \log k_n \sqrt{\frac{bn+n}{b+n}} = \log k.$$

Les seconds membres étant constants, les premiers le seront également; c'est en effet ce que l'expérience a prouvé, comme on le voit ci-après :

	A_n.	k_n.	$\frac{A_n}{\log k_n}\frac{n+b}{n+bn}$.	$A_n \log k_n$.	$A_n\sqrt{\frac{n+b}{n+bn}} = A$.	$k_n\sqrt{\frac{n+nb}{n+b}} = k$.
1.	1,99	1,295	43,78	0,213	3,13	1,178
2.	2,74	1,184	46,70	0,200	3,06	1,163
3.	3,90	1,164	39,32	0,252	3,57	1,180
4.	4,28	1,122	54,28	0,214	3,41	1,155
6.	5,10	1,102	52,02	0,215	3,34	1,160
8.	5,62	1,078	56,66	0,184	3,22	1,140
10.	6,25	1,082	49,04	0,214	3,24	1,164
14.	6,80	1,065	49,26	0,186	3,02	1,152
20.	8,21	1,062	45,98	0,215	3,15	1,170
30.	8,60	1,053	40,39	0,193	2,79	1,178
40.	9,46	1,033	56,95	0,134	2,76	1,116
50.	10,00	1,028	61,04	0,120	3,04	1,086

La formule définitive des valeurs moyennes de y sera donc, en remplaçant A_n et k_n par leurs valeurs,

$$y = A\sqrt{\frac{bn+n}{b+n}}\,k^{-x\sqrt{\frac{b+n}{bn+n}}}.$$

Passons au cas des faisceaux de longueur quelconque $2l$ [1].

Il résulte de mes travaux antérieurs [2] que, dans une barre de longueur finie, la courbe des valeurs de y se replie à l'extrémité $x = 2l$, et se superpose à la partie comprise entre $x = 0$ et $x = 2l$, de sorte que son équation devient

$$y = A_n\left[k_n^{-x} + k^{-2l}k^{-(2l-x)}\right].$$

Nous admettrons que cette loi s'applique également au cas qui nous occupe, et que la formule précédente exprime les ordonnées de la courbe australe, de $x = 0$ à $x = 2l$. D'un autre côté, la courbe du magnétisme boréal partant de l'extrémité $x = 2l$ sera, au signe près, égale à la précédente, et son équation se trouvera, en remplaçant x par $2l - x$,

$$y_1 = A_n\left[k_n^{-(2l-x)} + k^{-2l}k^{-x}\right];$$

la différence $y - y_1$ représentera l'état magnétique de la lame en ses différents points; par conséquent l'équation générale des intensités moyennes y dans un faisceau de n lames, d'épaisseur égale à l'unité, de largeur b, de longueur l, sera

$$Y = A_n(1 - k_n^{-2l})\left[k_n^{-x} - k_n^{-(2l-x)}\right],$$

et, en remplaçant A_n et k_n par leurs valeurs,

$$Y = A\sqrt{\frac{bn+n}{b+n}}\left(1 - k^{-2l\sqrt{\frac{b+n}{bn+n}}}\right)\left[k^{-x\sqrt{\frac{b+n}{bn+n}}} - k^{-(2l+x)\sqrt{\frac{b+n}{bn+n}}}\right].$$

Cette formule a été exactement vérifiée pour des faisceaux de 1 à 50 lames dont les longueurs varient de 450 à 120 millimètres; elle résume la distribution magnétique dans tous les cas.

---

(1) *Comptes rendus*, t. LXXXI, p. 177.
(2) *Journal de Physique*, t. V, p. 53.

A la limite, la formule précédente devient

$$y = 2A_n(1 - k_n^{-2l})(l - x)lk_n,$$
$$y = 2Alk(1 - k_n^{-2l})(l - x),$$

ce qui est l'équation d'une droite passant par le milieu du faisceau et dont l'ordonnée à l'origine $x = 0$ est

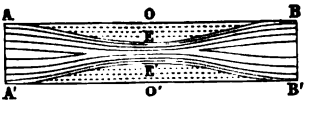
$$y = 2Alk(1 - k_n^{-2l})l.$$

VI. — *Distribution intérieure du magnétisme.*

Dans les faisceaux que nous venons d'étudier, chaque lame est aimantée séparément, et les filets magnétiques sont également répartis dans toute la section moyenne, aussi bien au centre qu'à l'extérieur; nous allons montrer qu'il n'en est pas de même pour une masse épaisse d'acier que l'on aimante dans une bobine. Le seul moyen que l'on ait d'étudier la distribution magnétique dans son intérieur est d'user peu à peu le métal dans un acide, par exemple dans l'eau régale plus ou moins étendue ou à la meule; mais il n'est pas prouvé qu'en enlevant ainsi les couches extérieures on supprime leur magnétisme sans changer celui des parties sous-jacentes. C'est une question qu'il faut d'abord examiner.

A cet effet, je prends des lames larges de 50 à 100 millimètres, mais très-minces, et je diminue leur largeur vers la section moyenne (*fig.* 8), soit à la lime, soit à la meule, sans toucher aux

Fig. 8.



extrémités. Si la lame est mégapolaire et saturée, je trouve que le magnétisme restant est toujours sensiblement proportionnel à la largeur réduite EE' de la lame qui reste saturée; mais il n'en est plus de même si cette lame est brachypolaire ou si elle n'a pas tout d'abord été aimantée à saturation. Dans ces deux cas, la courbe du magnétisme résiduel offre des ordonnées qui sont d'abord constantes de M en N (*fig.* 9). Cela prouve que les filets magnétiques ne sont

pas supprimés par la diminution que subit la lame; ils se reforment à travers la section réduite, et l'aimantation ne diminue pas. De N en P le magnétisme total décroît, mais lentement, de façon que son rapport à la section augmente; d'où il faut conclure que la plus grande partie des filets qui, dans la lame entière, étaient parallèles à AB et A'B' (*fig.* 9) quand la section moyenne était OO', se resser-

Fig. 9.

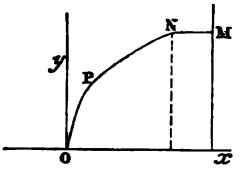
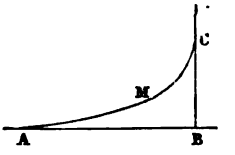


Fig. 10.



rent dans l'étendue EE' en s'infléchissant pendant qu'on use la lame. Si une pareille action ne se produit pas quand la lame est mégapolaire, c'est parce que sa section OO' était déjà saturée de filets en toutes ses parties, et qu'en la réduisant on ne peut condenser, dans la section restante EE', plus de magnétisme qu'elle n'en contenait à l'origine.

Le même déplacement des filets se produit si, au lieu de diminuer la section moyenne par ses bords, on fait au milieu un trou qu'on agrandit peu à peu; mais, quand on use également la lame dans toute sa longueur en enlevant successivement des tranches parallèles à AB, le déplacement des filets est moins apparent, et le rapport du magnétisme résiduel à la largeur augmente moins, bien qu'il augmente encore. Il faut en conclure que, si l'on dissout une lame épaisse dans un acide et que sa dissolution soit bien égale, on enlèvera, en même temps que les couches, la presque totalité de leur magnétisme, mais que cependant une portion de ce magnétisme se transportera aux parties sous-jacentes; cette portion sera très-faible et négligeable pour un aimant mégapolaire saturé, mais plus grande s'il est brachypolaire.

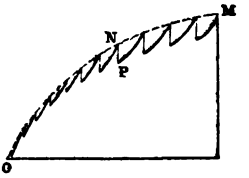
Cela étant, je dissous une lame d'acier, qui avait une longueur de 280 millimètres, une largeur de 50 et une épaisseur de 10 millimètres, et de temps en temps j'interromps l'opération pour mesurer l'épaisseur e et le magnétisme restant y : la courbe de ce magnétisme a la forme AMC (*fig.* 10); elle est convexe par rapport

à l'axe des e; elle est représentée par une équation de la forme $2y = Ae + Be^2$.

Cela prouve que le magnétisme gardé par la lame diminue d'abord très-rapidement, ensuite proportionnellement à l'épaisseur. Les fractions de magnétisme disparu sont toujours plus grandes que les fractions d'épaisseur enlevées. Quand l'épaisseur décroît de $\frac{1}{15}$, le magnétisme diminue de $\frac{5}{15}$; si l'on enlève $\frac{1}{6}$ d'épaisseur, on enlève la moitié de l'aimantation. Autrement : en usant de chaque côté $\frac{2}{10}$ de millimètre, on prend le quart du magnétisme total, et, pour $1^{mm},1$, près des $\frac{2}{3}$. Les $\frac{2}{3}$ du magnétisme étaient donc confinés dans une couche de $1^{mm},1$ d'épaisseur, enveloppant un noyau de $8^{mm},4$, qui ne conserve guère que $\frac{1}{3}$ de l'aimantation totale.

Si l'on vient à réaimanter ce noyau de $8^{mm},4$, on lui rend un magnétisme total égal à 23,5, presque autant que la barre primitive, qui en prenait 25 avant son usure. On voit que par cette réaimantation une nouvelle couche magnétique se refait à la surface, remplace celle qui lui avait été enlevée et lui est presque égale. Elle-même peut s'enlever comme la première et se remplacer comme elle dans les épaisseurs sous-jacentes. Si, après chaque diminution

Fig. 11.



d'épaisseur, on réaimante la lame, on trouve une courbe dentée en scie; les sommets supérieurs des dents correspondent aux réaimantations, les sommets inférieurs aux dissolutions successives (*fig.* 11).

Loi de la distribution intérieure [1]. — Pour trouver la loi de cette distribution dans l'intérieur, j'aimante la lame qui est brachypolaire, après avoir appliqué à ses extrémités, sur les deux faces, deux longues armatures de fer doux, serrées par des vis de pression.

---

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXII, p. 19.

On sait que par ce procédé elle devient mégapolaire et qu'elle reçoit, comme si elle était infinie, toute la quantité de magnétisme que peut contenir sa ceinture moyenne. Je mesure ce magnétisme, puis, ayant réduit la lame dans l'eau régale, repoli sa surface à la meule et remis les armatures, je recommence l'aimantation et sa mesure. A chaque opération ainsi faite, je détermine donc la somme de magnétisme y, que prend à saturation un même acier de longueur infinie, de même largeur et d'épaisseur décroissante E. La courbe du magnétisme est ONM (*fig.* 11).

Admettons maintenant que, dans une lame d'épaisseur 2E, l'aimantation décroisse à l'intérieur suivant la loi $y = Ak^{-x}$ à partir des deux surfaces. On trouve qu'elle est représentée par la formule

$$y = A[k^{-(E-x)} + k^{-(E+x)}];$$

x est compté à partir du milieu de la lame. Pour avoir la quantité de magnétisme total M, il faut intégrer $y\,dx$ de $+E$ à $-E$, ce qui donne

$$M = \frac{2A}{l.k}(1 - k^{-2E}), \quad \frac{M}{1 - k^{-E}} = \frac{2A}{l.k} = \text{const.}$$

On détermine k en prenant sur la courbe deux valeurs M et M_1 correspondant à deux épaisseurs 2E et E, pour lesquelles on a

$$\frac{M}{M_1} = \frac{1 - k^{-2E}}{1 - k^{-}} = \frac{1 - z^2}{1 - z},$$

d'où l'on tire $k^{-E} = \frac{M}{M_1} - 1$.

En prenant le millimètre pour unité de longueur, k a été trouvé égal à 1,085, et l'accord entre le calcul et l'observation a été complet. On a en effet, pour $\frac{M}{1 - k^{-E}}$, les valeurs suivantes, qui sont constantes :

E..	10,9	9,5	7,6	6,2	5,4	2,50
M..	51,10	48,10	43,0	38,0	31,0	20,0
$\frac{M}{1 - k^{-E}}$.....	61,14	60,69	60,07	59,0	59,61	59,00

Si l'on veut avoir la quantité de magnétisme restée dans une épaisseur e de la lame, quand elle a été aimantée une première fois

avec son épaisseur E, et ramenée par l'action de l'acide à l'épaisseur e, il faut intégrer $y\,dx$ de $+e$ à $-e$, ce qui donne

$$M = \frac{2A}{lk} k^{-E}(k^{e} - k^{-e})$$

ou approximativement

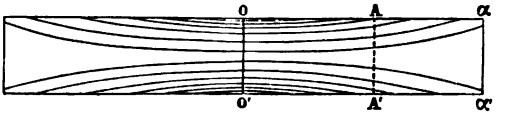
$$M = 4Ak^{-E}\left(e + \frac{e^3}{1.2.3} l^2 k + \ldots\right),$$

comme l'a montré l'expérience.

Il est donc prouvé que, dans une lame d'acier, les filets qui traversent la section moyenne ne la remplissent pas entièrement, qu'ils sont serrés contre la surface et plus espacés vers le centre, et que leur densité décroît de cette surface au centre suivant la précédente formule. A partir de la section moyenne, ils s'étalent et viennent affleurer aux extrémités polaires. J'ai toujours trouvé ce phénomène dans tous les aciers, avec toutes les lames, même les plus minces; d'où il est facile de conclure la supériorité des aimants formés de lames minces sur les aimants pleins.

Il faut rechercher maintenant comment change cette condensation superficielle avec l'épaisseur, la longueur et la nature des aciers. Cela est très-simple et pouvait être prévu. A partir de la section moyenne OO′ (*fig.* 12), les filets divergent pour aboutir

Fig. 12.



à la surface : les plus profonds viennent en $\alpha\alpha'$, les plus superficiels en AA′. Si l'acier est court et limité à AA′, il ne contient que ces derniers; il a une faible aimantation totale, et la densité du magnétisme décroît rapidement avec la profondeur; quand la longueur augmente jusqu'à $\alpha\alpha'$, les filets profonds s'ajoutent aux précédents; la totalité du magnétisme augmente, et la densité magnétique décroît moins vite de l'extérieur à l'intérieur. L'expérience confirme pleinement ces prévisions.

Quand l'acier est recuit, il est très-conducteur; les courbes d'intensité magnétique sont très-allongées; si la longueur est OA, il ne

prend que très-peu d'aimantation, et elle est toute superficielle. S'il est trempé, les courbes magnétiques sont moins allongées. Pour la même longueur OA, il prend plus de magnétisme, et la densité magnétique décroît moins vite. Voici l'exemple de deux barres égales, l'une recuite, l'autre trempée; le tableau exprime les quantités totales M de magnétisme pour des épaisseurs décroissant par $\frac{1}{4}$ de millimètre; les différences entre ces quantités expriment les densités moyennes δ pour chaque couche. On voit qu'à la superficie elles sont à peu près égales à 0,90 pour chacune des barres, qu'elles décroissent de 0,90 à 0,24 pour l'acier trempé, et de 0,90 à 0,12 pour l'acier recuit. L'aimantation est donc moins profonde pour le second que pour le premier.

	e	10,25	10	9,75	9,50	9,25	9,0	8,75	8,50
Acier recuit.	M	5,25	4,30	3,86	3,50	3,25	3,08	2,92	2,78
Brachypolaire.	δ		0,90	0,44	0,36	0,25	0,17	0,16	0,12
Acier trempé.	M	9,50	8,60	8,00	7,52	7,12	6,81	6,52	6,28
Brachypolaire.	δ		0,90	0,60	0,48	0,40	0,31	0,29	0,24

Si l'on donne une plus grande longueur à l'acier trempé, jusqu'à le rendre mégapolaire, alors il est presque également aimanté à la superficie et au centre et la densité magnétique est presque constante à toute profondeur.

	e	10	9,75	9,50	9,25	9,0	8,75	8,50	8,25	8,00
Acier trempé.	M	14,0	13,50	13,05	12,62	12,25	11,96	11,68	11,30	10,98
Mégapolaire.	δ	0,60	0,45	0,43	0,37	0,29	0,28	0,36	0,32	0,38

Ainsi les aciers recuits et courts s'aimantent à la surface, tandis que les aciers trempés et longs s'aimantent à peu près uniformément dans toute leur épaisseur.

Il n'y a plus qu'à comparer entre eux les aciers plus ou moins carburés et trempés. Or on trouve que, la carburation augmentant, la densité moyenne devient de plus en plus égale dans toute la masse, mais elle devient moindre; les barreaux s'aimantent plus uniformément, tout en prenant moins de magnétisme dans chaque tranche. Je possède un échantillon, dont j'ai souvent parlé, qui ne s'aimante presque pas. J'avais cru jusqu'à présent que sa surface seule était aimantée : c'est une erreur. Il s'aimante à toute profondeur, mais ne prend dans chaque couche qu'une densité très-

faible, égale à 0,09, qui est 10 fois plus petite que celle de la lame recuite étudiée précédemment.

En résumé, on trouve aux deux extrémités de l'échelle :

1° Des aciers trempés, très-carburés, peu conducteurs, très-perméables à l'aimantation, s'aimantant très-peu, mais à toute profondeur ;

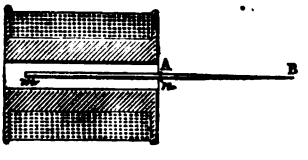
2° Des aciers recuits, peu carburés, très-conducteurs, très-peu perméables à l'aimantation, s'aimantant beaucoup à la surface, mais peu à leur intérieur.

Ces propriétés établissent une grande analogie entre le magnétisme et l'électricité. Les corps perméables à l'électricité se nomment les *diélectriques;* ils ne sont pas conducteurs, ne prennent pas d'électricité par influence, ils sont les analogues des aciers carburés et trempés, qu'on devrait par analogie nommer *diamagnétiques.* Les corps conducteurs de l'électricité, au contraire, s'électrisent par influence et gardent l'électricité à leur surface; or les aciers recuits, très-peu carburés, agissent de même.

Cette analogie se confirme par diverses expériences. Un écran conducteur de l'électricité, placé devant une source électrique, intercepte l'effet direct de cette source; mais, réagissant sur un conducteur voisin, il repousse l'électricité de même nom et attire l'électricité contraire. De même, quand on place deux lames d'acier recuit dans une bobine magnétisante, elles interceptent l'action de cette bobine, mais, réagissant sur une petite feuille d'acier placée entre elles deux, elles lui donnent une aimantation contraire à celle que produirait la bobine. Cette inversion ne se produit pas si la même feuille d'acier est placée dans les mêmes conditions entre deux lames d'acier trempées et carburées, perméables au magnétisme.

Le fer doux est le plus conducteur de tous les métaux magné-

Fig. 13.



tiques; il doit être le moins perméable à l'aimantation. Or, puisque toute électrisation disparaît dans l'intérieur d'une enceinte

électrisée, il ne doit point y avoir d'aimantation dans l'intérieur d'une masse constituant l'un des pôles d'un aimant. En effet, si l'on met un barreau d'acier *m*AB (*fig.* 13) dans le noyau de fer de l'électro-aimant de Faraday de *m* en *n*, il ne s'y aimante pas ou ne perd rien de son magnétisme primitif; mais, si l'aiguille *m*B dépasse ce noyau de la quantité AB, il se fait en A un pôle contraire à celui de l'électro-aimant, en B un pôle de même nom, et la partie *mn* reste à l'état neutre. J'ai fait cette expérience devant la Société de Physique, et tout le monde la pourra reproduire.

Aimantations superposées (1). — La théorie que nous venons d'étudier nous conduit naturellement à l'explication de phénomènes curieux et jusqu'à présent obscurs. J'aimante à saturation par une double bobine avec 10 éléments une grande lame en fer à cheval dans un sens que j'appellerai *direct*, puis je fais passer dans la même bobine un courant inverse de 5 éléments. La lame perd toute polarité apparente. On voit donc, comme l'a observé M. Wiedmann, qu'on peut désaimanter un acier par un courant inverse plus faible que le courant direct nécessaire pour la saturer.

Elle est ramenée à l'état neutre, mais elle n'est pas désaimantée, car tout courant de 1, 2, 3, 5 éléments inverses n'agit pas sur elle et ne l'aimante pas; au contraire, des courants de 1, 2, 3, 5 éléments directs lui rendent un magnétisme considérable.

Cela s'explique : la lame a d'abord été aimantée jusqu'à la profondeur maxima par le courant direct; à une profondeur moindre par le courant inverse. Il y a deux aimantations superposées dont on ne voit que la différence. Tout courant inverse, produit par un nombre d'éléments inférieur à 5, ne change rien à la couche inverse extérieure et rien au système; les mêmes courants directs détruisent en partie cette couche, la remplacent par une aimantation directe, qui s'ajoute à celle qui était restée dans les profondeurs.

Le meilleur moyen de vérifier ces idées théoriques consiste à dissoudre dans un acide la lame qui a subi deux aimantations, l'une profonde, par un courant direct de grande intensité, l'autre superficielle, par un courant inverse moindre (2). Après une usure suffi-

(1) *Comptes rendus*, t. LXXV, p. 1796.
(2) *Comptes rendus*, t. LXXX, p. 842.

sante, la lame qui avait une aimantation inverse devient neutre, puis elle prend une aimantation directe. L'expérience réussit sur toutes les lames, même quand elles n'ont que 1 millimètre d'épaisseur.

Elle peut même être faite d'une façon plus concluante. On peut ne plonger dans l'acide que l'une des moitiés de la lame pour dissoudre le magnétisme extérieur qui s'y trouvait, et, quand on a mis à découvert l'aimantation contraire qui est au-dessous, la lame entière offre deux pôles de même nom à ses deux extrémités et un point conséquent à l'endroit où a commencé l'action de l'acide.

Ces expériences expliquent un cas singulier d'aimantation observé par Galilée dans un aimant naturel, qui attirait de loin et repoussait de près un même pôle d'un barreau d'acier. J'ai pu reproduire cette particularité. Ayant superposé, comme je viens de le dire, des aimantations contraires, dans un même acier, je l'ai dissous dans un acide. Les couches directes ou australes ne sont pas découvertes partout en même temps, elles commencent par percer aux extrémités, surtout aux arêtes et aux coins, comme des sommets très-aigus, très-limités. Elles y ont une grande tension; mais leur moment magnétique est très-petit, parce qu'elles occupent une très-petite surface. En même temps règne une couche boréale non interrompue depuis l'extrémité jusqu'à la ligne moyenne: c'est le reste des couches extérieures que l'érosion n'a point enlevées. L'intensité y est presque nulle en chaque point; mais, la surface étant très-grande, la quantité et le moment de ce magnétisme boréal sont considérables, plus considérables que la quantité et le moment des sommets austraux qui percent à l'extrémité même; d'où il suit que cette extrémité du barreau se tourne vers le sud, comme si ces sommets n'existaient pas.

Approchons peu à peu le pôle austral ou nord d'un aimant ordinaire; tant qu'il sera loin, il subira l'effet prédominant des couches boréales de notre barreau et sera attiré; mais, si on l'approche contre l'extrémité même, il se trouvera à très-petite distance des pointes australes qui occupent cette extrémité: leur effet l'emportera et il y aura répulsion. Ainsi attraction à distance, répulsion au contact, c'est le cas de la pierre de Galilée; et, ce qui n'est pas moins curieux, on reconnaît entre ces barreaux et une aiguille ordinaire une répulsion au contact des extrémités qui se dirigent vers les

pôles de nom contraire de la terre et une attraction des extrémités qui se tournent du même côté. A une distance suffisante, le sens des actions est changé, et tout rentre dans l'ordre habituel.

VII. — *Lois de l'influence magnétique.*

Quand on approche du pôle A d'un aimant une armature de fer formée par un cylindre de longueur et de section données, elle subit une décomposition par influence. Si elle est très-loin, une polarité contraire b est attirée, une égale quantité de magnétisme de même nom a est repoussée, et il y a une ligne moyenne vers le milieu. Quand la distance diminue, le magnétisme attiré b se concentre à l'extrémité, la ligne neutre se rapproche, et la polarité repoussée s'étale sur un long espace.

Pour une distance déterminée, la ligne neutre est à l'extrémité même b. On ne voit plus de magnétisme boréal; il est entièrement dissimulé par le pôle A, et enfin, si le rapprochement continue, l'armature, bien qu'elle ne touche pas encore l'aimant, est déjà tout entière chargée de magnétisme austral. Dans l'espace qui sépare l'acier du fer, il y a deux magnétismes opposés qui n'apparaissent point, comme entre deux tranches contiguës d'un même aimant. On peut donc dire que cet aimant se prolonge entre l'acier et le fer, bien qu'ils soient séparés, comme il se prolonge dans sa masse même entre deux couches de molécules qui se touchent.

Pendant ce rapprochement, la courbe magnétique change sur l'acier; elle se rapproche de l'extrémité, puis elle décroît en tous ses points, et ce qu'a gagné le fer, elle le perd. Quant le contact a lieu, les deux polarités du fer et de l'acier sont déterminées comme il suit.

Sur le fer, la courbe est représentée par la formule établie précédemment

$$y = m[k^{-x} + k^{-(2l-x)}],$$

qu'on peut écrire, en représentant par a l'ordonnée à l'origine,

$$y = a\,\frac{k^{-x} + k^{-(2l-x)}}{1 + k^{-2l}}.$$

La totalité du magnétisme contenu dans l'armature est égale à

l'intégrale de $y\,dx$ prise de zéro à $2l$, multipliée par le périmètre p,

$$M = p\frac{a}{lk}\frac{1-k^{-2l}}{1+k^{-2l}}.$$

Étudions la perte faite par l'acier. On remarque d'abord que la tension mesurée par le clou d'épreuve sur l'acier et le fer, des deux côtés de la ligne de contact, est exactement la même, ce qui est de toute nécessité; car le clou, étant en fer, se met en équilibre rigoureux de tension avec l'armature, et il prend sur l'acier la même différence d'intensité que l'armature elle-même. Ainsi l'intensité, à l'extrémité A de l'acier pour $x = 0$, est égale à a comme sur l'extrémité de l'armature.

Mais j'ai prouvé que les mesures faites sur le fer et sur l'acier par le clou d'épreuve ne sont pas comparables, que des indications égales ne correspondent pas à des intensités réelles identiques, à cause de l'inégale conductibilité des deux métaux, et qu'il faut multiplier les résultats trouvés sur l'acier par un coefficient μ proportionnel à k^2. L'intensité réelle sur l'acier au point de contact A sera donc $a\mu$.

Supposons l'aimant infini en longueur; la courbe des intensités avant l'application de l'armature, et pour des valeurs de x comptées à partir de A en sens opposé de l'armature, est

$$y = \mu A k^{-x};$$

k_1 dépend à la fois du nombre des lames, de la nature et du périmètre de l'acier. Aussitôt qu'il a été touché par l'armature, l'aimant perd du magnétisme, les intensités décroissent en chaque point, deviennent y_1, et la perte est $y - y_1$. Or, en mesurant cette perte, j'ai trouvé qu'elle satisfaisait à l'équation

$$y - y_1 = \mu(A - a)k'^{-x},$$

k' étant un coefficient nouveau toujours plus grand que k_1. Ainsi, pour l'aimant que j'employais, qui avait 2 mètres de longueur, le coefficient de conductibilité k_1 était égal à 1,059 en prenant le centimètre pour unité, tandis que k' était égal à 1,112, 1,117, 1,113, en adaptant à cet aimant des armatures très-différentes de 17, 35, 70 centimètres. C'est donc une nouvelle constante indépendante de la grandeur de l'armature.

Il suit de là que la quantité de magnétisme enlevé à l'aimant sera en chaque point représentée par $y - y_1$, et sur tout l'acier par l'intégrale de $(y - y_1)\,dx$, prise de zéro à l'infini et multipliée par le périmètre p'. En égalant la perte de l'aimant au gain de l'armature, on trouvera

$$\frac{\mu p'}{lk'}(\mathrm{A} - a) = \frac{p}{lk}\,a\,\frac{1 - k^{-2l}}{1 + k^{-2l}};$$

d'où

$$a = \frac{\mathrm{A}}{1 + \frac{1}{\mu}\frac{p}{p'}\frac{lk'}{lk}\frac{1 - k^{-2l}}{1 + k^{-2l}}}.$$

En discutant cette formule, on voit que l'intensité magnétique a restée sur l'acier à ses points de contact avec le fer, est égale à A pour $l = 0$, c'est-à-dire n'a pas changé. Elle diminue si l grandit, et, pour $l = \infty$, prend sa valeur minima

$$a = \frac{\mathrm{A}}{1 + \frac{1}{\mu}\frac{p}{p'}\frac{lk'}{lk}}.$$

Si maintenant le rapport $\frac{p}{p'}$ des périmètres de l'armature et de l'aimant augmente, a décroît, et devient nul pour $\frac{p}{p'} = \infty$. Ces conséquences sont conformes à l'expérience.

La quantité de magnétisme transporté de l'aimant sur l'armature est

$$\mathrm{M} = \frac{\mathrm{A}}{\frac{lk}{p}\frac{1 + k^{-2l}}{1 - k^{-2l}} + \frac{1}{\mu}\frac{lk'}{p'}},$$

quantité qui grandit quand a diminue, c'est-à-dire qu'elle augmente avec la longueur et le périmètre de l'armature; pour $p = \infty$, sa valeur maximum est

$$\mathrm{M}_1 = \frac{\mathrm{A}\mu p'}{lk'};$$

elle est moindre que la totalité de magnétisme que possède l'aimant et qui est

$$\mathrm{M}_2 = \frac{\mathrm{A}\mu p'}{lk_1};$$

ce qui reste sur l'aimant est distribué en général suivant la courbe

$$y-(y-y_1)=\mathrm{A}k_1^{-x}+(\mathrm{A}-a)h'^{-x},$$

et pour le cas d'une armature infinie, auquel cas $a=0$,

$$y_1=\mathrm{A}(k_1^{-x}-k'^{-x}),$$

ce qui représente une ordonnée nulle pour $x=0$, croissant jusqu'à un maximum et diminuant ensuite pour $x=\infty$. L'expérience confirme encore ce résultat.

Loi de la force portative [1]. — Si l'on approche un contact de forme prismatique des deux pôles d'un aimant en fer à cheval et parallèlement à leur direction, il prend d'abord à ses deux extrémités des polarités contraires à celles des pôles voisins et une ligne neutre au milieu. En se rapprochant, il arrive un moment où il est à l'état naturel en tous ses points, après quoi il offre à ses extrémités le même magnétisme que les pôles voisins, et il en garde une partie même après le contact.

Dans le cas précédemment traité d'une seule armature en contact avec un seul pôle, elle gagne exactement la quantité de magnétisme que l'aimant abandonne : tout se réduit à un échange; mais, quand le fer réunit les deux pôles par son intermédiaire, l'aimant fait une perte réelle, quelquefois très-grande, de son magnétisme libre, qui disparait sans se retrouver dans ce contact. La raison de cette différence est facile à concevoir; le fer réunit les extrémités des filets élémentaires, qui alors deviennent des solénoïdes ou des aimants fermés sans pôles apparents.

Si un prisme de fer, de longueur infinie, était appliqué au pôle A placé sur l'arc des x à l'origine, il aurait une courbe magnétique FGM (*fig.* 14) et une totalité de magnétisme égales à

$$(1)\qquad y=mk^{-x},\quad \mathrm{M}=p\frac{m}{lk}.$$

Si le pôle B est sur l'axe des x à une distance $x=l$ et qu'un semblable prisme de fer lui soit appliqué, il aura de même

$$(2)\qquad y_1=mh^{-(l-x)},\quad \mathrm{M}_1=p\frac{m}{lk},$$

[1] *Comptes rendus*, t. LXXVI, p. 69.

et, s'il y a entre ces deux pôles un seul contact de fer de même périmètre, il aura la différence [1]

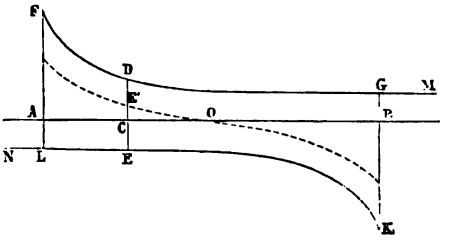
$$(3) \qquad y - y_1 = m[k^{-x} - k^{-(l-x)}],$$

ce qui représente une ordonnée nulle au milieu, et égale à chaque pôle à

$$a = m(1 - k^{-l}),$$

résultat qui s'explique ainsi : le contact appliqué en A (*fig.* 14) lui emprunte la quantité de magnétisme M, prend de ce chef des

Fig. 14.



intensités australes FGM exprimées par y de l'équation (1), et transporte sur le pôle boréal B tout le magnétisme que contient la partie GM de cette courbe comprise de $x = l$ à $x = \infty$, en dissimulant sur l'aimant une quantité égale de magnétisme boréal. Le pôle boréal B, de son côté, agit de même sur le contact, et il y a sur ce contact, entre les deux pôles, des courbes magnétiques superposées, l'une australe FG ou y, l'autre boréale KN ou y_1.

En un point C, il y a donc un nombre $y =$ CD de pôles austraux et $y_1 =$ CE de pôles boréaux. Des premiers, il se fait deux parts, l'une DE' $= y_1$ qui se réunit à $y_1 =$ CE, pôles boréaux, et les dissimule en fermant y_1 filets élémentaires dans tout le cycle de l'aimant et du contact; l'autre part, $y - y_1 =$ CE', reste libre et est exprimée par l'équation (3).

En résumé, le contact a enlevé de chaque pôle un magnétisme total M; il en a dissimulé une grande partie et n'a laissé que la différence entre y et y_1.

Maintenant l'effet produit sur l'aimant à chaque pôle A et B est

[1] *Journal de Physique*, t. V, p. 54.

identique à celui que produirait l'application d'une armature à l'un d'eux seulement, et le calcul se fait de même; l'acier a conservé une courbe Y — Y′ et a perdu un magnétisme M :

$$Y - Y' = (A - a)k'^{-x}, \quad M = \mu p' \frac{A - a}{lk'},$$

et, en égalant cette perte au gain fait à chaque extrémité par le contact, gain qui est $\frac{pa}{lk(1 - k^{-l})}$, on a

$$a' = \frac{A}{1 + \frac{1}{\mu}\frac{p}{p'}\frac{lk'}{lk}\frac{1}{1 - k^{-2l}}};$$

dans le cas d'un contact infini appliqué à l'un des pôles seulement, on avait

$$a' = \frac{A}{1 + \frac{1}{\mu}\frac{p}{p'}\frac{lk'}{lk}\frac{1 - k^{-2l}}{1 + k^{-2l}}}.$$

Ces deux formules ne diffèrent que par le dénominateur, où le facteur $\frac{1}{1 - k^{-l}}$, qui est plus grand que l'unité, remplace $\frac{1 - k^{-2l}}{1 + k^{-2l}}$ qui est plus petit que l'unité; d'où il suit que a sera toujours plus petit que a', c'est-à-dire que le contact appliqué diminue la tension de chaque pôle beaucoup plus que l'armature infinie appliquée à l'un deux. Pour $l = \infty$,

$$a = \frac{A}{1 + \frac{1}{\mu}\frac{p}{p'}\frac{lk'}{lk}},$$

ce qui est un maximum, et, dans ce cas, l'effet est le même qu'avec une seule armature infinie, ce qui est évident. Si l diminue, a décroît; pour $l = 0$, $a = 0$. Donc, plus le contact est court, plus il prend de magnétisme; s'il est nul, il ramène les pôles à l'état naturel, ce qui doit être, car c'est comme si l'on faisait joindre les deux pôles sans intermédiaires.

Si $\frac{p}{p'}$, c'est-à-dire si le périmètre du contact croît jusqu'à l'infini, a diminue jusqu'à zéro.

La quantité de magnétisme M soustraite à l'aimant est égale à $\frac{pm}{lk}$ ou à $\frac{p\alpha}{lk(1-k^{-l})}$:

$$M = \frac{A}{\frac{lk}{p}(1-k^{-2l}) + \frac{1}{\mu}\frac{lk'}{p'}},$$

quantité qui se discute comme précédemment. Si $l = 0$, M atteint son maximum $\frac{pAlk'}{lk}$; c'est la quantité maximum que le contact enlève au pôle, comme dans le cas d'une armature infinie en section.

Il faut donc que le contact ait un grand périmètre et une petite longueur. Pour soustraire à l'aimant cette quantité maximum, il ne faut pas que la surface d'adhérence dépasse une limite déterminée En effet, M représentera les quantités de magnétisme contraire qui sont condensées à chaque pôle entre l'aimant et le contact sur la surface d'adhérence S.

La densité de ce magnétisme ou ce qui est condensé sur l'unité de surface est $\frac{M}{S}$, et la force portative est $\frac{M^2}{S^2}$ par unité, ou $\frac{M^2}{S^2}S = \frac{M^2}{S}$ pour la surface totale.

SUR LE SPECTRE DE L'AZOTE ET SUR CELUI DES MÉTAUX ALCALINS DANS LES TUBES DE GEISSLER;

PAR M. G. SALET.

1. Ayant eu l'occasion de répéter l'expérience indiquée par M. Schüster en 1872 (1), j'avais remarqué que le traitement par le sodium chauffé et même volatilisé ne suffisait pas toujours pour faire disparaître les bandes de l'azote dans un tube de Geisler ordinaire. J'avais ainsi construit des tubes fournissant avec un rare éclat les spectres attribués par Ångström au bioxyde d'azote, et dans lesquels on voyait des globules métalliques de sodium qui avaient subi plusieurs sublimations. Un jour, quelques-uns de ces

(1) *Journal de Physique*, t. II, p. 34.

globules se déposèrent dans le tube capillaire de l'appareil; au bout d'un temps très-court, le spectre de bandes disparut, le sodium noircit et le tube présenta une résistance énorme.

Je fus alors amené à séparer l'action de la chaleur de celle de l'électricité. Je remplis d'azote purifié un tube de verre de 12 centimètres de long, qui contenait un globule de sodium à l'une de ses extrémités, tandis que l'autre présentait deux électrodes, séparées par une distance de 5 millimètres environ. La pression était de 5 millimètres; l'étincelle, fournie par une machine de Holtz à double plateau, offrait la forme d'un fuseau violet rosé et donnait le spectre de bandes. Le courant avait à franchir dans l'air une distance de 3 à 4 centimètres. Je volatilisai le sodium en évitant qu'il ne se condensât ni sur les électrodes ni dans le voisinage; je réunis les globules et recommençai l'opération jusqu'à douze fois. Il fut impossible de découvrir la moindre altération dans l'aspect ou dans le spectre de l'étincelle. En ce qui concerne sa durée, j'observai que les plateaux de la machine de Holtz paraissaient tout à fait immobiles lorsqu'ils étaient éclairés par la lumière du tube. Je traçai de petits points noirs dans le voisinage de la circonférence de l'un d'entre eux, je regardai la décharge au travers et je ne pus signaler aucun allongement dans l'image de ces points noirs, même avec une vitesse de la manivelle de 1 tour à la seconde. Un calcul très-simple permet de déduire de ce fait que la décharge ne dure pas $\frac{1}{30000}$ de seconde.

Je provoquai alors une condensation du sodium sur les gaînes de verre qui entouraient une portion des électrodes d'aluminium et sur le verre environnant. Le sodium noircit très-vite. Ayant déterminé un nouveau dépôt pour renouveler les surfaces, je vis l'action continuer, et il ne me fut plus possible de retrouver les bandes; l'étincelle avait commencé par se dilater en devenant très-peu lumineuse; maintenant l'électricité ne passait que difficilement, et l'analyse spectrale permettait d'établir que la vapeur du sodium seule conduisait *à chaud* l'électricité; le tube refroidi arrêtait des décharges assez fortes et n'avait plus aucun éclat.

Il était extrêmement probable, d'après cela, que, loin de purifier l'azote, le sodium l'absorbait. Je fis une expérience manométrique, et je vis la pression, qui était dans le tube, au début de l'expérience, de près de 3 centimètres, diminuer jusqu'à zéro au fur et à mesure

de l'altération du sodium. Ce sodium altéré donnait, au contact de l'eau, les réactions de l'ammoniaque; il avait sans doute donné naissance à un azoture, corps dont j'étudie en ce moment la formation et les propriétés.

Quoi qu'il en soit, le spectre de bande n'avait pas disparu après l'action d'un corps réputé jusqu'ici comme suffisant pour priver l'azote de traces d'oxygène; il ne s'était évanoui que par la fixation de l'azote sur le sodium.

2. On sait que les raies attribuées à l'azote par M. Schüster ne sont pas celles qu'on signale comme les plus lumineuses dans le spectre de l'air. Leurs longueurs d'onde n'ont pas été déterminées directement, et les nombres qui figurent dans le Mémoire de 1872 se rapportent seulement aux lignes brillantes de l'azote du spectre de Plücker, qui paraissent coïncider avec les raies observées. Il est probable qu'elles sont dues au sodium, car la plupart d'entre elles sont très-voisines des raies qu'on obtient en chauffant un des appareils précédents. Or le sodium et le potassium, chauffés dans un tube de Geissler, donnent facilement de très-beaux spectres, identiques avec ceux décrits par M. Thalén et beaucoup plus compliqués que ceux fournis par la flamme. Il n'est pas impossible que, dans des conditions convenables, on n'obtienne, à l'aide des tubes de Geissler, des spectres d'émission de métaux alcalins correspondant aux spectres d'absorption découverts par MM. Roscoë et Schüster.

DIATHERMANCIE DE L'AIR HUMIDE;

PAR M. J.-L. HOORWEG.

Monsieur,

C'est avec le plus vif intérêt que j'ai lu le compte rendu de mon travail *Sur la diathermancie de l'air humide,* que M. Lippmann a bien voulu insérer dans votre estimable journal. M'est-il permis de faire une seule observation?

M. Lippmann dit : « Peut-être il y a ici une erreur dont l'auteur

ne parle pas. En insufflant de l'air sur une paroi imbibée d'une liqueur volatile, on produit du froid; l'air qui sort de l'appareil à évaporation est plus froid que l'air qu'il déplace et agit sur la pile par rayonnement. »

A cette objection je réponds : 1° le pouvoir rayonnant de l'air est infiniment petit ou zéro; 2° en supposant que l'explication de M. Lippmann soit exacte, il est absolument inexplicable que la longueur de la colonne absorbante ait pu exercer l'influence que j'ai prouvée; 3° j'ai souvent observé le refroidissement mentionné. Un jour que j'expérimentais avec du sulfure de carbone et que le cylindre à évaporation n'était pas parfaitement desséché auparavant, j'y trouvai de petits morceaux de glace; cependant, c'est justement avec le sulfure de carbone que j'ai constaté l'absorption la plus faible.

Il ne me paraît donc pas possible d'admettre que le refroidissement par évaporation ait exercé une influence appréciable sur les expériences en question.

J.-L. HOORWEG.

Utrecht, 22 février 1876.

J. KERR. — A new relation between electricity and light; dielectrified media birefringent (Nouvelle relation entre l'électricité et la lumière; biréfringence des milieux transparents électriquement polarisés); *Philosophical Magazine*, 4e série, t. LX, p. 446, décembre 1875.

Nous avons donné, dans une première Note [1], les résultats auxquels est arrivé M. Kerr en étudiant la biréfringence développée dans les milieux solides transparents soumis à l'influence de la polarisation électrique. Nous allons aujourd'hui analyser la seconde partie de son travail, relative à l'influence de la polarisation électrique sur les liquides transparents.

L'auteur décrit la cuve à faces parallèles dont il a fait usage dans ses recherches ; cette cuve est formée d'un cadre en glace fermé par deux lames parallèles et percé de deux trous obliques par lesquels

---

[1] *Journal de Physique*, t. IV, p. 376. Dans ce premier article s'est glissée une faute d'impression; à la page 379, ligne 5, *au lieu de* trempe, *lisez* temps.

pénètrent les fils conducteurs terminés par des boucles éloignées l'une de l'autre de quelques millimètres.

Il est de la plus haute importance que la cuve soit parfaitement propre et que le liquide qu'elle contient soit d'une limpidité parfaite ; les poussières qu'il tiendrait en suspension se disposeraient, en effet, en chaîne rectiligne entre les deux fils inducteurs, et la lumière qu'ils diffuseraient ne pourrait être éteinte par l'analyseur, ce qui masquerait l'effet que l'on veut obtenir.

La cuve étant remplie de sulfure de carbone, l'axe d'induction horizontal et le plan de polarisation de la lumière incidente, faisant un angle de 45 degrés avec l'horizon et avec la direction des lignes de force, on éteint la lumière transmise en tournant l'analyseur en croix. On a préalablement réglé la source d'électricité (bobine d'induction ou machine électrique) de manière à obtenir la plus grande tension possible, sans toutefois que les étincelles jaillissent à travers le liquide. Dès que le circuit est fermé, la lumière reparaît d'une manière intermittente, la période des intermittences étant exactement celle des oscillations de l'interrupteur. Si l'on fait usage d'une machine électrique, la lumière apparaît instantanément au moment de l'électrisation et disparaît subitement au moment où l'on décharge le conducteur. L'action est nulle si le plan de polarisation de la lumière incidente est parallèle ou perpendiculaire aux lignes de force. La biréfringence ainsi développée peut être compensée par une *compression* de la lame du compensateur, parallèlement aux lignes de force. L'action exercée sur le sulfure de carbone est donc identique à celle que l'électrisation des conducteurs exerce sur la *résine,* avec cette différence importante à noter, que dans les solides la biréfringence se développe *graduellement* et disparaît de même, tandis que, dans les liquides, elle apparaît et disparaît *instantanément* quand on établit ou on supprime la tension électrique ; aussi l'intensité de la lumière transmise varie-t-elle considérablement si l'on modifie la tension de la machine, soit en tournant le plateau plus ou moins vite, soit en tirant des étincelles du conducteur.

Si l'on rapproche le plus possible l'analyseur du polariseur, et si la flamme qui éclaire l'analyseur est vue de face, le champ lumineux déborde de tous côtés le champ électrique ; dès que l'électrisation a lieu, la lumière apparaît nettement dans le champ d'induction, très-faible en dehors, mais plus brillante dans l'axe même de ce champ où

elle présente deux plages plus lumineuses vers les extrémités des fils. La compression du compensateur éteint la lumière d'abord à l'extérieur et dans l'équateur du champ électrique; une plus forte compression éteint à leur tour les deux plages lumineuses polaires.

Si le plan de polarisation est perpendiculaire ou parallèle aux lignes de force, l'électrisation fait apparaître une mince bordure de lumière très-vive autour des extrémités des fils et une faible illumination dans le reste du champ, tandis qu'une bande équatoriale assez large reste complétement obscure.

Le benzol présente les mêmes particularités que le sulfure de carbone; mais il faut, avec ce liquide, éviter de se servir de la bobine, car les étincelles qui pourraient éclater dans sa masse le troubleraient par un dépôt de carbone.

L'essence de térébenthine se comporte aussi comme les deux liquides précédents; pour détruire sa rotation, il suffit de mélanger deux échantillons d'essence de pouvoir rotatoire inverse, de manière à obtenir un liquide inactif. Une série de liquides comprenant les trois précédents produit le même effet avec une intensité variable. Le sulfure de carbone est jusqu'à présent, parmi les corps solides et liquides, la substance la plus sensible à l'action électrique.

L'action électrique développe donc dans ces liquides, comme dans la résine, une biréfringence uniaxiale identique à celle du verre soumis à une *tension*.

L'huile d'olive, au contraire, se comporte comme le verre. La biréfringence développée dans ce liquide sous l'influence électrique est compensée par une *tension* convenable du compensateur. La biréfringence uniaxiale est ici identique, comme cela a lieu pour le verre et le quartz, à celle du verre *comprimé*.

L'action exercée par l'influence diélectrique sur les corps transparents produit donc dans leur masse un changement de structure moléculaire, progressif dans les solides, instantané dans les liquides.

Les lignes de force sont des lignes de compression virtuelle dans le verre, le quartz, l'huile d'olive, etc., et de tension virtuelle dans la résine, le sulfure de carbone, le benzol, etc.

Ces expériences confirment d'une manière remarquable les vues de Faraday sur l'induction électrostatique, et éclairent d'une lumière nouvelle le mécanisme des actions moléculaires.

En terminant, M. Kerr fait remarquer que la cuve à sulfure de carbone pourra peut-être constituer un électromètre optique très-délicat. A. Crova.

L. DONATI. — Sulla misura delle forze ellettromotrici d'induzione; studi sperimentali (Sur la mesure électrostatique des forces électromotrices d'induction; études expérimentales); *Nuovo Cimento*, 2e série, t. XIII, p. 65 et 79.

Il y a deux choses dans ce travail, un appareil de mesure et des expériences faites à son aide.

L'appareil est une balance de torsion, rappelant à la fois celle de Coulomb et l'électromètre à cadran de Thomson, et paraissant tenir le milieu entre ces instruments comme sensibilité. Les points où existent des différences de potentiel sont mis en communication avec un condensateur que l'auteur s'est appliqué à rendre toujours identique à lui-même; on sépare ensuite les plateaux, et l'on met l'un d'eux en communication avec les deux boules de la balance de torsion. De la déviation impulsive on déduit la charge, au moyen d'une Table de correspondance obtenue en cherchant au préalable à quelles déviations initiales correspondent les différences de potentiel, connues par la loi de Ohm, des divers points d'un fil conducteur parcouru par un courant constant.

Cet appareil sert ensuite à vérifier, à circuit ouvert et par des mesures électrostatiques, les lois déjà connues de l'induction, c'est-à-dire que la force électromotrice du courant induit est proportionnelle au nombre de tours de la spirale induite (si tous les tours peuvent être considérés comme identiques), à la vitesse du mouvement auquel l'induction est due, à l'intensité du courant inducteur, lorsque l'induction est électrodynamique. Un pendule emporte dans son mouvement la spirale induite, il est lié à un interrupteur construit et employé par M. Felici, et destiné à supprimer à un moment donné la communication entre la spirale induite et le condensateur. Une disposition particulière sert au même moment à mesurer la vitesse du mouvement. La charge du condensateur correspond à la valeur de la force électromotrice au moment de l'interruption. L'auteur vérifie, en effet, qu'avec son condensateur et le circuit dont il se sert il ne faut pas plus de $\frac{1}{1000}$ de seconde

pour que l'équilibre s'établisse. En fait, la vérification des lois ci-dessus est tout à fait satisfaisante.

M. L. Donati étudie ensuite, mais *grosso modo* et sans creuser la question autant qu'elle mériterait de l'être, la variation du magnétisme dans une masse de fer doux, servant de noyau à une bobine inductrice. Ce noyau ne s'aimante ou ne se désaimante pas instantanément; à la fermeture ou à l'ouverture du courant et aux variations temporaires de son magnétisme correspondent des variations proportionnelles de force électromotrice dans la spirale induite. Celle-ci se meut au moyen du dispositif de plus haut. La variation du magnétisme peut se représenter par une expression de la forme

$$K\alpha^{-ct} + K_1\alpha^{-c_1 t}.$$

Mais cette expression donne plutôt le sens du phénomène qu'elle n'en fait connaître la nature. L'effet mesuré est, en effet, assez complexe. De plus ces forces électromotrices mesurées correspondent aux variations du potentiel électromagnétique du noyau sur la spirale induite, et, pour en déduire les variations du magnétisme lui-même ou plutôt de sa fonction potentielle, il faudrait connaître la distribution des masses magnétiques et tenir compte d'un autre fait peu connu, étudié dans un travail de l'auteur, qui sera analysé prochainement : le mouvement de propagation de l'aimantation dans la masse de fer doux est un sujet qui réclame de nouvelles études.

A. Duclaux.

WOLCOTT GIBBS. — Ueber eine neue optische Constante (Nouvelle constante optique); *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 120; 1875.

Landolt [1] avait cru pouvoir établir que, pour une lumière de réfrangibilité donnée et une même substance transparente, la quantité $\frac{n-1}{d}$ est une constante indépendante de la température. Dans cette formule, n représente l'indice de réfraction et d la densité.

M. Wüllner [2] a effectué des recherches très-étendues pour véri-

---

(1) Landolt, *Annales de Poggendorff*, t. CXXII, p. 515.
(2) Wüllner, *Ibid.*, t. CXXXIII, p. 1.

fier la loi de Landolt. Il a déterminé les indices n pour un grand nombre de substances et pour les trois raies C, F, H, à diverses températures. Les trois observations correspondantes ont servi à calculer les coefficients de la formule de Cauchy

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4};$$

enfin on a calculé les quotients $\frac{A-1}{d}$. Le résultat de cet important travail est que la loi de Landolt ne peut être considérée que comme approchée, soit qu'on fasse varier la densité par l'action de la chaleur, soit que, dans le cas d'un liquide, on la modifie par voie de mélanges.

L'auteur considère la quantité J définie par l'équation

$$(1) \qquad J = \frac{1}{d}\left(\frac{n_2 - 1}{\lambda_2} - \frac{n_1 - 1}{\lambda_1}\right),$$

dans laquelle n_1 et n_2 sont les indices de la substance considérée pour les lumières de longueur d'onde λ_1 et λ_2; et, se fondant sur les résultats des expériences de M. Wüllner, il établit que cette quantité est constante aux quantités près de l'ordre des erreurs d'expérience. Ainsi, pour l'eau entre zéro et 40 degrés, J varie seulement de 287,1 à 285,8; pour le sulfure de carbone de zéro à 48 degrés, de 495,2 à 493,6; pour l'alcool, de zéro à 30 degrés, de 389,4 à 389,6. Les variations de la constante de Landolt sont sans comparaison plus considérables. Ainsi, pour le sulfure de carbone, $\frac{A-1}{d}$ varie de 640,7 à 603.

Si l'on mélange un poids p de liquide pour lequel J à une valeur de J_1, à un poids p_2 d'un autre liquide caractérisé par J_2, on a pour le mélange

$$(2) \qquad (p_1 + p_2)J = p_1 J_1 + p_2 J_2.$$

On pourrait donc substituer la détermination de J à l'analyse quantitative, chaque fois que J_1 et J_2 ont des valeurs suffisamment écartées l'une de l'autre. Pour l'eau et le sucre, on a respectivement $J_1 = 286,2$ et $J_2 = 297,2$; l'analyse faite de cette manière perdrait toute espèce de précision.

On peut se demander si l'équation (2) est applicable aux combinaisons. Dans ce cas elle se vérifie non plus d'une manière rigou-

reuse, mais seulement d'une manière approchée à $\frac{1}{100}$ ou $\frac{2}{100}$. Elle souffre même quelques exceptions, que l'on trouvera signalées dans le Mémoire original. On y trouvera aussi une Table provisoire des quantités J relatives aux principaux éléments.

Il est facile d'attribuer un sens physique précis à la quantité J, qui se trouve ainsi susceptible d'une détermination expérimentale directe. Considérons un spectroscope et plaçons en avant du prisme une lame de la substance transparente étudiée, d'épaisseur égale à 1 millimètre, de manière qu'elle intercepte la moitié du faisceau incident. Le spectre sera sillonné de franges connues sous le nom de *franges de Talbot,* et le nombre de ces franges compris entre les rayons de longueur d'onde λ_1 et λ_2 sera justement le facteur entre parenthèses dans la valeur de J. De là le nom de *constante interférentielle* proposé par l'auteur pour désigner cette quantité.

E. Bouty.

N. SCHILLER et R. COOLEY. — Ein versuch, über die elektrodynamische Wirkung des Polarisationsstromes (Expérience sur l'action électrodynamique des courants de polarisation); *Annales de Poggendorff*, t. CLV, p. 467; 1875.

Un élément Daniell est impuissant à décomposer l'eau; cependant, si l'on fait communiquer les électrodes d'un voltamètre avec les pôles d'un élément Daniell, le galvanomètre indique un courant qui s'affaiblit et cesse rapidement. MM. N. Schiller et R. Cooley ont cru utile de vérifier que, pour ce courant d'intensité variable, l'intensité électrodynamique était la même dans la partie métallique et dans la partie liquide du circuit. A. Potier.

J.-L. HOORWEG. — Ueber den Gang der Lichtstrahlen durch ein Spectroskop (Sur le passage des rayons lumineux à travers un spectroscope); *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 423; 1875.

L'auteur étudie le cas où le rayon incident n'est pas compris dans un plan perpendiculaire à l'arête réfringente du prisme, et il établit que l'obliquité du rayon ne peut provoquer de déplacement des lignes spectrales, ni expliquer aucune des apparences observées par MM. Vogel, Huggins et le P. Secchi, et attribuées par eux au mouvement de la source lumineuse. E. Bouty.

DE L'ENTRAINEMENT DES ONDES LUMINEUSES PAR LA MATIÈRE PONDÉRABLE EN MOUVEMENT;

PAR M. A. POTIER.

La démonstration que l'on donne généralement de la formule de Fresnel relative à l'entraînement des ondes par la matière pondérable en mouvement est empruntée à M. Eisenlohr; je la rappellerai brièvement. Si ρ est la densité de l'éther libre, ρ' celle de l'éther condensé faisant corps avec la matière et entraîné avec elle, si de plus v est la vitesse de la matière en mouvement, il passe par unité de surface d'un plan pendant l'unité de temps une quantité d'éther dont la masse est $\rho' v$; cette quantité est celle qui passerait au travers de la même surface si tout l'éther, de densité $\rho + \rho'$, se transportait dans le même sens avec la vitesse $\frac{v\rho'}{\rho + \rho'}$, et c'est cette vitesse fictive que M. Eisenlohr prend comme vitesse d'entraînement des ondes lumineuses, sans qu'on saisisse bien pourquoi. La démonstration que je propose me paraît plus concluante; elle a l'avantage de relier la proposition de Fresnel au reste de la théorie de la lumière et notamment à la théorie de la réflexion. Elle repose sur cette hypothèse que l'élasticité est la même dans l'éther mixte des milieux transparents que dans l'éther du vide, ou, plus exactement, que dans les milieux transparents l'éther libre seul est élastique, l'éther condensé étant un fardeau inerte que l'éther libre entraîne dans ses mouvements, idée plusieurs fois exprimée par Fresnel.

Supposons d'abord qu'un mouvement vibratoire, de période T, de longueur d'onde λ, se propage dans l'éther libre; à chaque instant et en chaque point la force élastique F, appliquée à l'unité de masse, doit être égale au produit de la densité ρ par l'accélération; celle-ci est d'ailleurs, puisque le mouvement est périodique et pendulaire, égale à $\frac{4\pi^2}{T^2} u$, u étant le déplacement; on a donc l'équation fondamentale $F = \frac{4\pi^2}{T^2} \rho u$, que l'on peut encore écrire $\frac{F\lambda^2}{4\pi^2} = \rho V^2 u$, en introduisant la vitesse V de propagation au moyen de l'équation $\lambda = VT$.

Imaginons maintenant que, dans cet éther libre, soit disséminé avec une parfaite régularité un éther condensé de densité ρ', qui est entraîné par l'éther libre sans que les déplacements qu'il éprouve engendrent de forces élastiques, et étudions la propagation d'une onde de même amplitude et de même longueur. En chaque point et à chaque instant, u et F seront les mêmes que précédemment; mais nous devrons ajouter au second membre de l'équation fondamentale un terme $\frac{4\pi^2}{T'^2}\rho' u$ provenant de l'inertie de l'éther condensé; par suite, si T' désigne la période de ce mouvement et V' sa vitesse de propagation, nous aurons

$$F = \frac{4\pi^2}{T'^2}(\rho + \rho')u \quad \text{et} \quad \frac{F\lambda^2}{4\pi^2 u} = (\rho + \rho')V'^2,$$

d'où encore

$$(\rho + \rho')V'^2 = \rho V^2,$$

relation bien connue entre les vitesses de propagation et les densités.

Étudions maintenant ce qui arriverait si l'éther condensé se mouvait avec une vitesse ν, dans le sens de la propagation des ondes. Soit V_1 la vitesse de propagation d'un mouvement vibratoire de même amplitude et de même longueur d'onde : $V_1 - \nu$ sera la vitesse de propagation par rapport à l'éther condensé; la période sera donc $\frac{\lambda}{V_1}$ pour l'éther libre, et $\frac{\lambda}{V_1 - \nu}$ pour l'éther condensé. En égalant encore la force F à la somme des forces d'inertie, nous aurons

$$F = \frac{4\pi^2}{\lambda^2}\rho V_1^2 u + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}\rho'(V_1 - \nu)^2 u \quad \text{ou} \quad \frac{F\lambda^2}{4\pi^2 u} = \rho V_1^2 + \rho'(V_1 - \nu)^2,$$

d'où enfin

$$\rho V^2 = (\rho + \rho')V'^2 = \rho V_1^2 + \rho'(V_1 - \nu)^2,$$

équations qui suffisent pour résoudre la question. Si nous appelons ε la vitesse d'entraînement des ondes lumineuses, c'est-à-dire l'excès $V_1 - V'$, on aura

$$(\rho + \rho')V'^2 = \rho(V' + \varepsilon)^2 + \rho'(V' + \varepsilon - \nu)^2 \quad \text{ou} \quad 0 = 2\rho\varepsilon + 2\rho'(\varepsilon - \nu),$$

en négligeant les termes qui contiennent les carrés de ν ou de ε;

d'où enfin $\varepsilon = \frac{v\rho'}{\rho+\rho'}$, formule qu'il s'agissait de démontrer. Si l'on observe que $\frac{\rho+\rho'}{n^2} = \frac{\rho}{1} = \frac{\rho'}{n^2-1}$, on pourra l'écrire $\varepsilon = \frac{n^2-1}{n^2}v$.

La démonstration de la formule de Fresnel est ainsi poussée aussi loin que la théorie de la propagation de la lumière et celle de la réflexion et de la réfraction le sont dans nos livres classiques, et tout reproche d'insuffisance relativement à la valeur qu'il faut donner à ρ' ou à n dans la formule, lorsqu'on a égard à la dispersion ou à la double réfraction, s'applique tout aussi bien à ces théories. La dispersion et la double réfraction sont présentées en effet comme des phénomènes d'un ordre spécial, pour lesquels on a recours ou à des hypothèses nouvelles ou à des hypothèses contradictoires avec celles qui ont servi à édifier la théorie de la réflexion et celle que nous venons de présenter. On admet que le rapport $\frac{F\lambda^2}{u}$, au lieu d'être constant, dépend de la longueur d'onde et de la direction de la vibration s'il s'agit d'un milieu non isotrope, lorsqu'il s'agit de la dispersion ou de la double réfraction; tandis que, dans la théorie de la réflexion, on admet qu'il est le même que dans l'éther libre, et par suite constant $(4n^2\rho V^2)$. Cette contradiction, plus apparente que réelle, n'a pas encore disparu, bien que signalée par tout le monde. M. de Saint-Venant a cependant, en 1872 [1], fait connaître aux physiciens les travaux de M. Sarrau et de M. Boussinesq sur ce sujet. L'équation fondamentale $F = \frac{4\pi}{T'^2}(\rho+\rho')u$ exprime simplement qu'en dehors de l'éther du vide les vibrations lumineuses dans les corps transparents doivent se communiquer avec la même période à une autre substance qu'on appellera à volonté *éther condensé* ou *matière pondérable*.

Il n'est pas nécessaire que l'amplitude des vibrations soit la même dans l'éther libre et dans ce milieu; il suffit que les deux amplitudes soient proportionnelles : ρ' n'est plus alors la densité, mais un coefficient dépendant à la fois de celle-ci et de la part que prend le milieu pondérable au mouvement de l'éther. De plus, on ne saurait supposer la coexistence parfaite de la matière et de l'éther : la pre-

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXXV, p. 325.

mière doit être accumulée en certains points, et sa distribution doit varier encore suivant que le milieu sera isotrope ou non.

Aussi le coefficient ρ' doit-il varier avec la direction de la vibration et du plan d'onde dans le cas d'une distribution non isotrope, et avec la longueur d'onde dans tous les cas où la distance des molécules pondérables cesse d'être négligeable par rapport à cette longueur d'onde C'est dans les travaux des deux géomètres cités plus haut que le lecteur pourra voir comment la forme de la surface de l'onde, la double réfraction, rectiligne ou circulaire, résultent de ces hypothèses fondamentales. Ce que j'en veux retenir ici, c'est la variabilité dn coefficient ρ' pour un même corps. Au fond, c'est l'expérience qui, déterminant la valeur de n dans les différents cas, détermine en même temps $n^2 - 1$ ou $\frac{\rho'}{\rho}$, c'est-à-dire la part que prend, dans chaque cas, la matière pondérable (ou l'éther que l'on considère comme attaché à cette matière) au mouvement lumineux. C'est cette valeur de ρ' qu'il faut porter dans l'équation

$$\rho V^2 = \rho V_1^2 + \rho' (V_1 - v)^2,$$

et par suite c'est la valeur de n correspondant à la longueur d'onde et la direction de la vibration considérée qu'il faut porter dans la formule $\varepsilon = \frac{n^2 - 1}{n^2} v$, ainsi que l'ont montré les délicates expériences de M. Mascart sur le spath et le quartz.

DÉCLINAISON DE L'AIGUILLE AIMANTÉE DANS LES CHEFS-LIEUX DE DÉPARTEMENTS ET DANS QUELQUES VILLES DE L'ÉTRANGER, LE 15 JUIN 1875;

PAR M. MARIÉ-DAVY.

Le Bureau des Longitudes a décidé, dans sa séance du 12 mai 1875, que la carte magnétique de la France serait rectifiée chaque année pour être insérée dans l'*Annuaire* (1), et il a chargé de ce soin le directeur de l'Observatoire de Montsouris.

(1) *Annuaire du Bureau des Longitudes* et *Annuaire de l'Observatoire de Montsouris* pour l'année 1876. La Carte que nous insérons dans ce numéro est empruntée à ces deux publications.

En suite de cette décision, M. le Ministre de l'Instruction publique ayant bien voulu accorder les fonds nécessaires, les travaux ont commencé immédiatement et ont été terminés en octobre dernier pour l'année 1875.

La carte donnée plus loin contient le tracé des *lignes isogoniques* ou d'égale déclinaison, prises de degré en degré. La ligne isogonique 17, par exemple, passe par tous les points où le pôle nord de l'aiguille aimantée est écarté du méridien terrestre d'un angle de 17 degrés vers l'ouest, et de même pour toutes les autres lignes. S'il s'agit d'un point placé entre deux de ces lignes, une simple proportion fera connaître la déclinaison en ce point. Toutefois, pour éviter ce calcul dans la plupart des cas, nous l'avons effectué pour tous les chefs-lieux des départements, en y employant une carte à plus grande échelle. Les résultats ainsi obtenus sont consignés dans le tableau qui suit, et qui est consacré aux chefs-lieux des départements : nous y avons joint quelques-unes des principales villes des pays voisins du nôtre. La carte et le tableau sont rapportés au 15 juin 1875; mais, à côté des déclinaisons correspondant à cette date, nous avons indiqué pour chaque localité la moyenne variation annuelle de la déclinaison dans le cours des vingt-quatre dernières années. La déclinaison vers l'ouest étant dans une période décroissante, la variation est affectée du signe —.

Villes.	Déclinaison.	Variat. ann.	Villes.	Déclinaison.	Variat. ann.
	° ′	′		° ′	′
Agen.....	17. 8	—7,1	Beauvais.....	17.33	—7,6
Albi.....	16.29	—7,0	Belfort.....	15. 0	—6,9
Alençon.....	18.15	—7,5	Berne.....	14.45	—6,7
Amiens.....	17.34	—7,7	Besançon... ...	15.22	—6,8
Angers.....	18.22	—7,4	Blois.....	17.31	—7,4
Angoulême.....	17 37	—7,2	Bordeaux.....	17.47	—7,2
Annecy.....	15.10	—6,7	Bourg.....	15.37	—6,9
Arras.....	17.26	—7,7	Bourges.....	16.58	—7,2
Auch.....	17. 3	—7,0	Bruxelles.	16.49	—7,7
Aurillac.....	16.33	—7,0	Caen.....	18.41	—7,5
Auxerre.....	16.37	—7,3	Cahors.....	16.50	—7,0
Avignon.....	15.22	—6,6	Carcassonne....	16.18	—6,9
Bâle.....	14.44	—6,8	Châlons-s.-Marne	16.27	—7,5
Bar-le-Duc.....	16. 5	—7,4	Chambéry.....	15.18	—6,6

Villes.	Déclinaison.	Variat. ann.	Villes.	Déclinaison.	Variat. ann.
	° ′	′		° ′	′
Chartres.....	17.38	—7,5	Montpellier.....	15.45	—6,8
Châteauroux....	17.13	—7,3	Moulins.....	16.27	—7,1
Chaumont.....	16. 0	—7,2	Namur.....	16.31	—7,6
Clermont.....	16.25	—7,0	Nancy.....	15.40	—7,2
Colmar..	14.58	—6,9	Nantes.....	18.42	—7,4
Digne..	14.50	—6,4	Nevers.... ...	16.37	—7,2
Dijon.....	15.48	—7,0	Nice.....	14.20	—6,0
Draguignan.....	14.39	—6,3	Nîmes.	15.34	—6,7
Épinal.....	15.22	—7,0	Niort.....	18. 2	—7,3
Évreux.....	17.53	—7,5	Orléans..... ..	17.21	—7,4
Foix.....	16.33	—7,0	Paris...	17.21	—7,5
Gap.....	14.58	—6,5	Pau.....	17.21	—7,1
Genève.....	15.11	—6,7	Périgueux.....	17.15	—7,2
Grenoble.....	15.10	—6,6	Perpignan.....	15.59	—6,9
Guéret...	16.59	—7,1	Poitiers..	17.45	—7,3
Laon..... ..	16.53	—7,6	Privas.....	15 38	—6,8
La Rochelle ...	18.18	—7,3	Quimper.....	20. 7	—7,5
Lausanne.....	15. 2	—6,7	Rennes.....	19. 0	—7,5
Laval..... ..	18.36	—7,5	Roche-sur-Yon..	18.35	—7,4
Le Mans..... ..	18. 3	—7,5	Rodez.....	16.23	—6,9
Le Puy.....	16. 0	—6,9	Rouen.....	17.59	—7,6
Liége.....	16.13	—7,6	Saint-Brieuc. ..	19.39	—7,5
Lille.....	17.22	—7,7	Saint-Étienne...	15.49	—6,8
Limoges.....	17.13	—7,2	Saint-Lô.....	18.57	—7,5
Lons-le-Saulnier.	15.33	—6,9	Strasbourg.....	14.50	—7,0
Lucerne... ...	14.23	—6,7	Tarbes.....	17. 6	—7,0
Luxembourg....	15.47	—7,4	Toulouse.. ...	16.43	—7,0
Lyon.....	15.37	—6,8	Tours....	17.45	—7,4
Mâcon.....	15.48	—6,9	Troyes.... ...	16.29	—7,3
Marseille.....	15. 3	—6,5	Tulle.....	16.53	—7,1
Melun.....	17. 7	—7,5	Utrecht.....	16.40	—7,9
Mende...	16. 2	—6,9	Valence.....	15.31	—6,7
Metz.....	15.40	—7,3	Vannes.....	19.24	—7,5
Mézières.....	16.29	—7,5	Versailles	17.24	—7,5
Montauban.....	16.48	—7,0	Vesoul..... ..	15.26	—6,6
Mont de-Marsan.	17.32	—7,1			

SUR LES EFFETS THERMIQUES DU MAGNÉTISME;

PAR M. A. CAZIN.

La première expérience décisive qui constate la production de la chaleur par la disparition du magnétisme est due à MM. Jamin et Roger [1]. Le fer doux d'un électro-aimant étant placé dans le réservoir d'un gros thermomètre à essence de térébenthine, on fait passer un courant discontinu dans la bobine magnétisante, et l'on voit le liquide du thermomètre se dilater. « Il est probable, disent les auteurs de cette expérience, que pendant chaque aimantation une portion de l'électricité passe dans le fer pour y produire du magnétisme, et qu'au moment de la désaimantation ce magnétisme se transforme en chaleur..... »

J'ai cherché une relation entre la chaleur produite dans ces circonstances, la quantité de magnétisme alternativement gagnée et perdue par le noyau, et la position des pôles. Une loi très-simple, que j'ai déduite de l'expérience, a conduit à établir le rapport d'équivalence qui existe entre la chaleur et le magnétisme et à donner une première valeur approchée de l'*équivalent magnétique de la chaleur* [2].

Deux séries de mesures sont à effectuer.

I. — *Mesure des effets calorifiques produits dans le noyau.*

Trois méthodes ont été employées pour la mesure des quantités *relatives* de chaleur.

1° Le noyau de fer est un tube placé dans une éprouvette de verre, ayant 44 centimètres de hauteur et 7 centimètres de diamètre intérieur. Le bord de l'éprouvette est rodé et supporte une plaque de verre qui la ferme hermétiquement. Cette plaque laisse passer d'une part un tube de verre capillaire, recourbé horizontalement, d'autre part un tube vertical portant un robinet à trois voies et un entonnoir. L'éprouvette est remplie d'huile de pétrole et le robinet

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 3 mai 1869.

(2) Voir, pour plus de détails, *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. VI, p. 493; 1875.

permet d'amener le niveau du liquide en un point quelconque du tube horizontal. On constitue ainsi un gros thermomètre à noyau de fer, qui doit manifester l'effet thermique du magnétisme par la dilatation apparente de l'huile de pétrole. Autour de l'éprouvette est placée la bobine magnétisante; elle est formée d'une ou plusieurs bobines de bois ayant un diamètre intérieur de 8 centimètres. Tout l'appareil est disposé au milieu d'une cuve de zinc entourée d'eau.

Voici comment on dirigeait l'observation.

Le courant ne passant pas, on observait le déplacement du niveau dans le tube capillaire pendant cinq minutes; puis on faisait passer le courant discontinu pendant dix minutes, en observant toujours le niveau, et l'on continuait à l'observer pendant une dizaine de minutes après la cessation du courant. Les observations faites avant et après le passage du courant discontinu servaient à tenir compte de l'action des corps extérieurs.

L'interrupteur était muni d'un compteur, qui faisait connaitre le nombre d'interruptions produites.

Exemple. — L'intensité du courant dans le circuit fermé est 0,022063, *l'unité de courant décomposant* 9 *milligrammes d'eau en une seconde.*

La bobine magnétisante a 16 centimètres de hauteur; elle porte un fil de cuivre de 2 millimètres de diamètre, formant 480 spires.

Le tube de fer a 42 centimètres de hauteur, 4 centimètres de diamètre extérieur et $0^{c},47$ d'épaisseur.

Il y a eu 2257 interruptions en dix minutes.

Voici les données immédiates de l'observation.

On a établi le courant discontinu à 5 minutes; on l'a supprimé à 15.

x désigne l'époque de l'observation en minutes;

y désigne le déplacement du niveau dans la tige thermométrique en millimètres;

$x = 0^{m}$.....	2	4	5	6	8	10	12	14	15	16	18	20	22
$y = 0^{mm}$.....	3	5,7	7,1	16	39	65	90	115	127,5	134,5	142	146	150

Par un simple tracé graphique, on conclut que l'effet thermique d'une seule interruption, correction faite des actions extérieures, est $\varphi = 0^{mm},0495$.

2° Le noyau est formé par un tube de fer fermé à chaque extrémité par un bouchon de liége, et un thermomètre à mercure traverse l'un des bouchons, de façon que son réservoir soit au milieu du tube.

Exemple. — Le tube a 42 centimètres de longueur, 5 centimètres de diamètre et 2 millimètres d'épaisseur. Il est enveloppé de coton et placé au milieu d'une éprouvette de verre, qui est disposée au centre d'une bobine de 480 spires. L'intensité du courant est 0,0335.

$x = 0^m$.....	10	13	18	23	28	31	33	35	50	72
$y = 12°,8$.....	12,5	12,3	12,6	13,5	14,3	15,0	15,3	15,4	15,0	14,2

Pendant les vingt minutes du courant discontinu, il y a eu une élévation de température de 3 degrés centigrades et 6396 intermittences du courant. L'effet des corps environnants a été de — 0°,6 pendant le même temps.

3° *Appareil thermomagnétique différentiel.* — Cet appareil évite l'action de la bobine et l'influence des variations de la température extérieure; il est susceptible de la précision désirable dans ce genre de recherches.

Il se compose d'une sorte de thermomètre différentiel, dont les réservoirs sont formés par deux cylindres de fer aussi identiques que possible. Les cylindres sont fermés à leurs extrémités par des plaques de cuivre. Sur chacun d'eux, l'une des plaques porte une tubulure de cuivre à laquelle on ajuste, à l'aide d'un collier, l'une des branches d'un tube en U contenant de l'eau. Lorsque les deux réservoirs sont à la même température, les deux niveaux du liquide sont sur le même plan horizontal. Chaque cylindre est enveloppé de coton et placé dans un tube de carton, qui lui-même est dans l'axe d'une bobine, sans la toucher. Les deux bobines diffèrent l'une de l'autre par la disposition des spires du fil conducteur. Le nombre des spires, la grosseur du fil sont les mêmes; mais, sur l'une des bobines, les diverses couches ont leurs extrémités libres. On peut donc réunir entre elles ces extrémités, de telle sorte que le courant traverse deux couches consécutives dans des sens opposés. Le courant, dans ces circonstances, ne produit aucun magnétisme ni aucun effet calorifique dans le noyau. Il n'en est pas de même de l'autre cylindre de fer; la bobine qui l'entoure est disposée de la

manière ordinaire, afin d'aimanter le noyau, et celui-ci s'échauffe par le passage du courant discontinu. L'air renfermé dans ce réservoir acquiert la température de la couche interne du fer et l'augmentation de pression qui en résulte établit dans la colonne d'eau de l'appareil une différence de niveau proportionnelle à l'élévation de température du noyau.

La seule correction est relative à la déperdition de chaleur que subit le cylindre de fer aimanté par le contact des substances qui l'enveloppent.

Exemple. — Les bobines ont chacune 480 spires; les cylindres ont 42 centimètres de longueur, 5 centimètres de diamètre, $1^{mm},8$ d'épaisseur.

On a fait passer le courant discontinu depuis le temps $x = 0$ et on l'a supprimé au temps $x = 14$ minutes. Il y a eu 2377 interruptions.

$x = 0^{m}$.....	1	3	5	7	9	11	13	14	15	17	19	23	30	57
$y = 0^{mm}$...	2,9	7,4	12,1	16,5	21,2	25,5	29,6	Ouvert.	29,9	27,6	25,3	21,7	16,6	4,6

Par un tracé graphique, on établit la correction du refroidissement, et l'on trouve pour une seule interruption

$$\varphi = 0^{mm},0176,$$

avec une approximation de $\frac{1}{40}$.

On peut calculer le nombre de calories produites à chaque interruption.

Pour cela, calculons d'abord l'élévation de température θ qu'a subie l'air contenu dans le cylindre aimanté. En négligeant la vapeur d'eau et les variations du volume gazeux qui proviennent du déplacement des niveaux dans le tube manométrique, lequel n'avait que 2 millimètres de diamètre intérieur, et en appelant

h l'accroissement de pression produit par la chaleur magnétique après correction du refroidissement,

H_0 la pression atmosphérique au moment où l'on a ajusté le tube manométrique aux cylindres,

t_0 la température commune des cylindres au même instant,

t la température du cylindre compensateur pendant l'expérience,

α le coefficient de dilatation de l'air,

k le coefficient de dilatation cubique du fer,

on trouve la formule approchée

$$\theta = \frac{h}{H_0}\left(\frac{1}{\alpha - k} + t_0 - t\right).$$

Désignons par P le poids du cylindre de fer, par c sa chaleur spécifique. On peut admettre que la température du fer est la même dans toutes ses parties, en ayant égard à sa faible épaisseur et à l'enveloppe de coton qui le préserve. La chaleur produite pendant l'expérience est donc

$$q = Pc\theta,$$

et, si n désigne le nombre des interruptions, $\frac{q}{n}$ est le nombre de calories créées à chaque interruption.

Avec un courant d'intensité 0,02323, on a trouvé, comme moyenne de cinq expériences,

$$\frac{q}{n} = Q = 0^c,0000175.$$

La calorie est rapportée au kilogramme.

Les valeurs de θ ont varié de $0^\circ,508$ à $0^\circ,643$.

II. — *Mesure des quantités magnétiques.*

1° Les quantités de magnétisme temporaire m, acquises par le noyau à chaque fermeture du circuit, ont été déterminées par la méthode de la *balance électrodynamique* [1] pour des noyaux tubulaires semblables à ceux que j'ai employés, ayant 42 centimètres de longueur, diverses épaisseurs e, divers rayons r. On a, pour diverses intensités i du courant,

$$m = AS(1 - B^r)e^{\frac{e}{b}} \operatorname{arc\,tang} C i e^{-\frac{e}{b}};$$

S est le nombre des spires de la bobine; A, B, C sont trois constantes, dont la première change un peu avec la hauteur de la bobine, et ne serait indépendante de cette hauteur que si le noyau était indéfini.

---

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. I, p. 257; *Journal de Physique*, t. II, p. 136.

En prenant pour unité de magnétisme celui qui, appliqué en un point et agissant sur une égale quantité de magnétisme appliqué en un autre point à la distance d'*un décimètre,* produit une force d'*un décigramme,* on a

$$\log B = \bar{2},83950, \quad \log C = \bar{1},50114,$$

$$\log A = \begin{cases} \text{noyau de } 0^m,42, \text{ bobine de } 0^m,16, & \bar{5},92229, \\ \text{noyau de } 0^m,42, \text{ bobine de } 0^m,32, & \bar{5},80358, \\ \text{noyau de } 0^m,30, \text{ bobine de } 0^m,16, & \bar{5},78964. \end{cases}$$

Les intervalles polaires l des noyaux employés ont été déterminés par la même méthode. Ils étaient de 32 centimètres pour les noyaux de 42 centimètres, et 24 centimètres pour le noyau de 30 centimètres.

2° Le moment magnétique ml est connu d'après les expériences qui précèdent. On a contrôlé la méthode de la *balance électrodynamique* en déterminant le moment par la méthode de Gauss, et l'accord a été très-satisfaisant.

Résultats.

1° *Noyau tubulaire bipolaire.* — Lorsqu'on fait varier la quantité de magnétisme seule en changeant l'intensité du courant, les quantités de chaleur créées par les intermittences du courant sont proportionnelles aux carrés des quantités de magnétisme alternativement gagnées et perdues par le noyau.

Lorsque l'intervalle polaire varie seul, ce que l'on obtient en changeant la longueur du noyau, les autres circonstances restant les mêmes, les quantités de chaleur magnétique sont proportionnelles aux intervalles polaires et, par conséquent, aux moments magnétiques.

Cas général. — *La quantité de chaleur qui est créée à chaque interruption du courant est proportionnelle à $m^2 l$,*

$$EQ = m^2 l.$$

La quantité $m^2 l$ mesure l'*énergie magnétique;* E est l'*équivalent magnétique de la chaleur* si la disparition du magnétisme ne produit aucun autre effet que la chaleur du noyau.

Le Mémoire contient un grand nombre d'expériences qui montrent que le coefficient E change notablement avec la disposition de l'électro-aimant et surtout le mode de rupture du circuit. L'effet d'un condensateur est particulièrement considérable.

C'est en diminuant le plus possible les phénomènes d'induction qui s'accomplissent dans la bobine, et qui causent une transformation de l'*énergie*, qu'on peut espérer avoir une valeur approchée par excès du nouvel équivalent.

La valeur probable est, avec les unités adoptées dans ce travail,

$$E = 100000000.$$

Elle serait beaucoup plus grande si l'on prenait les unités magnétiques de Gauss.

2° *Noyau tubulaire multipolaire.* — Quatre bobines de bois creuses, ayant 8 centimètres de hauteur, 8 centimètres de diamètre intérieur et 18 centimètres de diamètre extérieur, ont servi pour ces expériences. En réunissant convenablement les extrémités des fils, on établissait des points conséquents dans le noyau, depuis un jusqu'à trois.

On a examiné le cas le plus simple, celui où les intervalles polaires successifs sont égaux entre eux. *Les quantités de chaleur créées dans le noyau par le même courant interrompu sont inversement proportionnelles aux carrés des nombres d'intervalles.*

Cette loi est une conséquence de la loi de l'*énergie magnétique*, énoncée précédemment. En effet, considérons un noyau rectiligne présentant N intervalles polaires égaux, et entourés d'un même nombre de spires magnétisantes. Soit M la quantité de magnétisme développée par les bobines lorsque le courant les traverse dans le même sens et que le noyau est bipolaire. On peut regarder le noyau à $N + 1$ pôles comme un assemblage de N aimants égaux, contenant $\frac{M}{N} = m$ unités de magnétisme, et ayant chacun un intervalle polaire $\frac{L}{N} = l$.

L'énergie magnétique de chacun de ces aimants est

$$\left(\frac{M}{N}\right)^2 \frac{L}{N} = m^2 l,$$

et l'énergie totale du noyau multipolaire est

$$N m^2 l = \frac{M^2 L}{N^2},$$

ce qui renferme la loi trouvée par expérience.

Ajoutons, en terminant, que la loi fondamentale $EQ = m^2 l$, découverte par l'expérience seule [1], a été déduite postérieurement, par M. Moutier, de la théorie du magnétisme [2].

A KUNDT ET E. WARBURG. — Ueber Reibung und Wärmeleitung verdünnter Gase (Sur le frottement et la conductibilité des gaz raréfiés); *Annales de Poggendorff*, t. CLV, p. 337 et 525; et t. CLVI, p. 177.

Il est trois propriétés des gaz, la diffusion, la viscosité et la conductibilité, entre lesquelles la théorie mécanique indique une liaison intime.

Considérons une masse de gaz limitée par deux plans horizontaux et concevons un plan horizontal quelconque mené à l'intérieur du gaz : par suite de la diffusion les molécules traversent ce plan, les unes dans un sens, les autres en sens contraire, et cet échange de molécules entre les deux parties du milieu, situées de part et d'autre du plan considéré, tend nécessairement à en égaliser les propriétés.

Si les parois sont immobiles toutes deux et toutes deux à la même température, la composition du milieu tendra simplement à s'uniformiser dans toute la masse : c'est la diffusion ordinaire.

Si l'une des parois glisse sur elle-même d'un mouvement uniforme, la moyenne quantité de mouvement due à la translation varie avec la hauteur. En s'élevant ou en s'abaissant dans le milieu, les molécules entraînent avec elles leur quantité de mouvement propre, et de l'échange des quantités de mouvement naît une force tendant à égaliser les vitesses des diverses couches. On appelle coefficient de frottement ou viscosité du gaz la force tangentielle qui s'exerce sur l'unité de surface de l'un ou l'autre des deux plans limites, lorsque la distance de ces deux plans est égale à l'unité et

---

(1) *Bulletin de la Société Philomathique;* journal *l'Institut*, 9 novembre 1872.
(2) *Bulletin de la Société Philomathique;* journal *l'Institut*, 23 novembre 1872.

lorsque la surface mobile se déplace parallèlement à elle-même avec l'unité de vitesse.

Le transport de la chaleur par conductibilité dans un gaz n'est autre chose, suivant cette théorie, que le transport des forces vives des molécules, par leur diffusion, dans le milieu, et le lien entre ce nouveau phénomène et la diffusion ou la viscosité se voit immédiatement.

M. Maxwell a particulièrement développé les relations qui existent entre ces trois phénomènes; il a même cherché à déterminer la valeur absolue de chacun d'eux dans l'hypothèse d'une répulsion entre les molécules inversement proportionnelle à la cinquième puissance de la distance. Des vérifications expérimentales, dont j'ai déjà eu plus d'une fois occasion d'entretenir les lecteurs de ce Journal, ont été tentées à diverses reprises, et voici encore un essai de ce genre dû à MM. Kundt et Warburg. Ces physiciens se sont particulièrement proposé d'opérer à de très-faibles pressions, c'est-à-dire dans des conditions telles que le chemin moyen d'une molécule gazeuse (lequel est inversement proportionnel à la densité du gaz) devienne comparable aux dimensions de l'enveloppe.

I. Les recherches de MM. Kundt et Warburg sur le frottement comprennent une partie théorique et une partie expérimentale.

Dans la partie théorique, ils étudient, d'après M. Maxwell, le frottement d'une masse de gaz comprise entre deux parois solides planes, dont l'une est fixe et l'autre se meut dans son plan avec une vitesse déterminée. Si l'épaisseur de la couche frottante est supérieure à un certain nombre de fois le chemin moyen d'une molécule, nombre qu'ils fixent à 14, la théorie hydrodynamique ordinaire s'applique à la seule condition de tenir compte du glissement du gaz contre la paroi et d'admettre pour coefficient de glissement un nombre proportionnel au chemin moyen. Si l'épaisseur de la couche frottante est moindre que la limite indiquée de 14 fois le chemin moyen, les lois du frottement se compliquent beaucoup, et l'on ne retrouve des lois simples que pour les degrés de raréfaction, tels que le chemin moyen devienne très-grand par rapport à l'épaisseur de la couche gazeuse.

Les expériences ne portent, à vrai dire, que sur le premier cas, les auteurs n'ayant encore réussi à obtenir aucun résultat net, lors-

que le chemin moyen d'une molécule devient supérieur à $\frac{1}{14}$ de l'épaisseur de la couche frottante. Leur appareil, qui n'est au fond que celui de MM. Maxwell et Meyer, réalise de très-près les conditions théoriques : un disque de verre extrêmement léger est soutenu par une suspension bifilaire entre deux disques fixes, également en verre, et peut osciller horizontalement autour de son axe; un miroir solidaire du disque mobile permet de suivre, à l'aide d'une lunette et d'une règle divisée, le décroissement des oscillations, qu'une formule due à M. Maxwell [1] rattache très-simplement au coefficient de frottement. Tout l'appareil est enfermé sous une cloche que l'on peut remplir de tel gaz que l'on désire sous la pression voulue à l'aide de dispositions faciles à concevoir, le seul soin essentiel étant de faire tous les raccords par soudure, pour éviter les rentrées d'air. On a trouvé, pour l'air à 15 degrés, un coefficient de frottement égal à 0,000 189, un peu plus petit que celui de M. Maxwell, 0,000 198. Les constantes pour l'hydrogène et l'acide carbonique, déterminées ici pour la première fois par la méthode des oscillations, s'accordent bien avec les nombres déduits par Graham de ses expériences de transpiration, ce qui est une garantie de la pureté des gaz employés : les valeurs du coefficient de frottement sont, en effet, pour l'hydrogène 0,0000923 et pour l'acide carbonique 0,000152 ou, en prenant le coefficient de frottement de l'air pour unité 0,488 et 0,806; Graham avait trouvé 0,486 et 0,807. M. Maxwell n'avait obtenu pour ces deux gaz que des valeurs peu satisfaisantes, par suite sans doute, comme il le dit lui-même, de l'impureté des gaz employés. Les auteurs ont aussi déterminé le coefficient de frottement de la vapeur d'eau et l'ont trouvé égal à 0,0000975. Nous trouvons enfin dans ces recherches une vérification expérimentale importante de l'indépendance du coefficient de frottement et de la pression, la loi s'étant maintenue pour les gaz étudiés à toutes les pressions comprises entre 750 millimètres et 1 millimètre.

II. Pour déterminer les coefficients de conductibilité des différents gaz, on a suivi le refroidissement d'un thermomètre dans le gaz à étudier, ce gaz étant enfermé dans une enceinte à zéro et sous

---

[1] *Philosophical Transactions*, p. 259; 1866.

une pression que l'on réglait à volonté au moyen d'une pompe à mercure. Le thermomètre perdait de la chaleur par rayonnement et aussi par conductibilité du gaz environnant. L'effet de cette dernière cause était d'abord complétement masqué par les courants qui se forment sous l'influence de la pesanteur dans une masse gazeuse inégalement échauffée. Mais, en diminuant la pression, on voit les courants s'affaiblir eux-mêmes, et leur action devient insensible à partir d'une certaine valeur de la pression qu'il est possible de déterminer; car, à toute pression plus faible, la durée de refroidissement du thermomètre restera invariable pour un même abaissement de température, le coefficient de conductibilité d'un gaz étant, d'après la théorie mécanique, indépendant de la pression; et cette constance dans la durée du refroidissement persistera tant que le chemin moyen d'une molécule sera physiquement négligeable à côté des dimensions linéaires de l'enceinte.

Les auteurs ont opéré avec trois enceintes différentes et reconnu que le temps employé par le thermomètre, pour se refroidir d'un même nombre de degrés, restait le même entre 150 millimètres et 1 millimètre environ pour l'air et l'acide carbonique, et entre 150 millimètres et 9 millimètres environ pour l'hydrogène. Dans ces limites l'action des courants est donc insensible avec les appareils employés, et les mesures obtenues permettront d'évaluer les coefficients de conductibilité, si toutefois on réussit à déterminer quelle part dans ces nombres revient au rayonnement.

Afin d'évaluer cette influence, les auteurs ont cherché à faire un vide parfait dans l'enceinte : ils y ont à peu près réussi en la chauffant à 200 degrés et la vidant ainsi desséchée avec toute la perfection possible. La vitesse de refroidissement s'est alors montrée sensiblement indépendante de la forme de l'enceinte, ce qui prouve que l'influence de la conductibilité était devenue négligeable. Ils ont pu dès lors déduire de ces dernières recherches la vitesse de refroidissement due au rayonnement seul; puis, au moyen de la valeur ainsi obtenue, éliminer des premières expériences l'influence du rayonnement, et enfin évaluer le coefficient de conductibilité. Ils ont ainsi trouvé pour l'hydrogène, d'accord avec la théorie de M. Maxwell et les expériences de M. Stéfan, un coefficient de conductibilité 7,1 fois aussi grand que celui de l'air, et pour l'acide carbonique un coefficient 0,59 sensiblement moindre que celui 0,70 calculé par M. Maxwell.

Il est vrai que le coefficient théorique est mal déterminé pour l'acide carbonique, ce coefficient dépendant du rapport des deux chaleurs spécifiques, lequel rapport varie avec la température, et la théorie ne tenant pas compte de ces variations. Quant aux valeurs absolues des coefficients, valeurs qu'il aurait été particulièrement intéressant de déterminer à cause des difficultés de la théorie sur ce point, les auteurs ne peuvent pas les donner, n'ayant pas mesuré assez exactement la valeur en eau de leur thermomètre.

Les expériences faites aux plus faibles pressions ont montré une fois de plus combien il est difficile d'enlever les dernières traces de matière, particulièrement de vapeur d'eau, adhérentes aux parois du verre. Les meilleurs vides à 100 degrés sont encore très-imparfaits; il suffit de chauffer un peu fortement une portion de l'enceinte pour en dégager une quantité de vapeur très-appréciable, non pas au manomètre, mais au thermomètre, dont la vitesse de refroidissement se trouve dès lors considérablement augmentée. La durée du refroidissement passa dans une expérience de 299 secondes à 274°,5 et 264°,5, lorsqu'on vint à chauffer au rouge sombre un premier point, puis un second de la boule formant l'enceinte. Le thermomètre se montre donc ainsi le meilleur révélateur des dernières traces de matière existant dans un espace où l'on a fait le vide.

J. Violle.

DVOŘÁK. — Ueber die akustische Anziehung und Abstimmung (Sur les attractions et les répulsions acoustiques); *Sitzungsberichte der K. Akad. Wien*, juillet 1875.

Il s'agit ici des mouvements opposés que de petits pendules éprouvent dans le voisinage des corps sonores; ils ont déjà été signalés par MM. Guyot, Güthrie et Shellbach.

On fait vibrer lentement une verge de bois. On en approche un petit carré de papier suspendu à un fil de soie. On déplace méthodiquement le petit pendule successivement dans le sens horizontal et dans le sens vertical en maintenant le papier vertical, parallèle aux faces étroites de la verge; on fait aussi varier la distance du pendule à la verge. Dans certaines places, le pendule est repoussé; dans d'autres, attiré.

L'auteur trace dans le plan horizontal médian et dans divers plans verticaux les courbes qui séparent les lieux de l'attraction de ceux de la répulsion. Il opère également avec une petite balle de sureau.

Il pense que ces mouvements sont dus à des courants d'air qui s'approchent ou s'éloignent de la verge, et les mouvements de la balle de sureau lui permettent de tracer approximativement la direction de ces courants. Il vérifie ensuite que les mouvements d'une flamme, les indications d'un manomètre à eau très-sensible, s'accordent avec le tracé qu'il a fait.

D'après l'auteur, l'air poussé par la verge vibrante s'échappe latéralement et éloigne ainsi les corps légers du corps sonore. Il est remplacé par de l'air qui se dirige vers celui-ci, et ce sont ces contre-courants qui, en d'autres places, poussent les pendules du côté de la verge.

Si les vibrations ont peu d'amplitude, la verge agit comme les branches d'un diapason, et en toutes les places le pendule se porte vers le corps vibrant.

Devant l'orifice ouvert d'un tube de Kundt, on place un second tube de verre ouvert, rendant le même son que le premier; il est suspendu à deux fils. Lorsqu'on fait résonner énergiquement le tube de Kundt, le second est repoussé avec force. Le même effet se produit si l'un des harmoniques du second tube reproduit le son du premier.

On peut remplacer le tube de Kundt par la caisse de résonnance d'un diapason, le tube suspendu ouvert par un tube fermé. L'auteur signale l'affaiblissement du son du diapason qui résulte de la présence, devant la caisse, d'une colonne d'air accordée sur elle, effet en tout analogue à celui que j'ai signalé avec les membranes de collodion.

Deux tuyaux suspendus, accordés sur un tube de Kundt et placés l'un vis-à-vis de l'autre, perpendiculairement à l'axe prolongé du tube, se portent l'un vers l'autre jusqu'au contact lorsqu'on fait résonner ce dernier.

On constate avec un manomètre sensible que, dans une colonne d'air qui est le siége de vibrations permanentes, l'air a aux nœuds un excès de pression que l'on ne retrouve pas aux ventres, ou qui, tout au moins, y est très-faible.

C'est cet excès de pression qui fait que, dans un tube de Kundt, l'eau se porte vers les ventres et y forme de petits amas. On l'explique en admettant que l'amplitude des vibrations n'est pas négligeable vis-à-vis de la longueur d'onde.

Si l'on a deux tranches dont les abscisses soient x et $x + dx$, les excursions z et $z + dz$, dx représente l'écartement des tranches dans l'état de repos, $dx + dz$ dans l'état de mouvement. La densité, supposée égale à l'unité dans le premier cas, devient dans le second $\frac{dx}{dx + dz} = \frac{1}{1 + \frac{dz}{dx}}$.

Si les excursions sont très-petites, on l'écrira $1 - \frac{dz}{dx}$.

Si elles ne le sont pas, on posera $1 - \frac{dz}{dx} + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2 \ldots$.

La condensation $\frac{dz}{dx} + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2$ sera plus grande alors que la raréfaction $-\frac{dz}{dx} + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2$. L'accroissement moyen de pression ne sera pas nul et sera exprimé par $\int_0^T \left(\frac{dz}{dx}\right)^2 \frac{dt}{T}$.

De ce qui précède il résulterait qu'il doit y avoir un mouvement continu de l'air d'un nœud au ventre voisin. L'auteur pense le démontrer en remplissant la caisse de résonnance d'un diapason avec des fumées de sel ammoniac, et en voyant que ces fumées sont projetées au dehors lorsque l'instrument vibre.

Il pense que, dans un tuyau, l'air doit aller d'un nœud au ventre dans l'intérieur du tube et du ventre au nœud en glissant contre les parois. En plaçant de la silice en poudre dans un tube de Kundt, il voit cette silice se porter en tourbillonnant des nœuds voisins vers le ventre intermédiaire. Elle obéirait ainsi au mouvement intérieur. En la remplaçant par la poudre de lycopode, on voit, lors de vibrations énergiques, se former des rides courbes. Le milieu de ces rides se dirige vers les ventres, et les extrémités amincies ont un mouvement vers les nœuds : on aurait là l'indice des deux mouvements signalés plus haut. La preuve est-elle bien complète? Faut-il tout attribuer à des courants d'air et rien au tube lui-même qui vibre et sur lequel repose la poussière? Nous sommes en présence d'un phénomène bien complexe.

Outre les mouvements qui vont ainsi d'un nœud à un ventre, il y aurait encore, suivant l'auteur, un mouvement général de l'air dirigé, dans un tube de Kundt, de l'extrémité fermée où se trouve le tube excitateur à l'extrémité ouverte. On le rendrait manifeste en remplissant une partie du tube de fumées de sel ammoniac et en voyant que ces fumées progressent vers l'extrémité ouverte lorsqu'on fait vibrer le tube.

Si, dans une cloche, on met de l'eau que l'on recouvre d'une couche d'huile ou plutôt d'une large goutte qui s'arrête à 1 centimètre des bords de la cloche, on voit, en faisant vibrer la cloche, le cercle d'huile se déformer et devenir quadrangulaire. Des courants d'eau partent des nœuds et vont s'accumuler aux ventres. On place dans une masse d'eau un disque de verre fixé à une verge vibrant longitudinalement. Une perle de verre est suspendue vis-à-vis du disque; elle est repoussée au centre, attirée à la périphérie. De là deux courants, l'un central, qui s'éloigne du disque, tandis que d'autres périphériques s'en rapprochent. L'analogie de ces phénomènes avec ceux qui passent dans l'air est évidente et conduit à expliquer par des courants d'air les mouvements des pendules légers que l'on approche d'un corps sonore.

E. Gripon.

A.-J. ÅNGSTRÖM et T.-R. THALÉN. — Recherches sur les spectres des métalloïdes; *Nova Acta Reg. Soc. Sc. Upsal.*, [3], t. IX; 1875.

Après avoir rappelé la part d'Ångström dans la découverte de l'analyse spectrale, insisté sur la confusion faite par Kirchhoff et Bunsen entre les spectres des éléments et ceux des composés non détruits par la flamme, confusion que les travaux de MM. G. Mitscherlich et Diacon ont contribué surtout à faire disparaître, les auteurs s'élèvent avec force contre l'opinion de certains physiciens d'après laquelle un même corps simple pourrait, selon les circonstances, donner plusieurs systèmes de raies spectrales distincts. Ils conviennent que les corps simples, présentant plusieurs états allotropiques capables d'exister à la température de l'incandescence, peuvent avoir plusieurs spectres; « mais, s'il arrive qu'un seul de ces états supporte cette température, ce qui aura toujours lieu lorsqu'il

s'agit de la décharge électrique, on ne pourra certainement obtenir, à cette température élevée, qu'un seul spectre brillant, savoir, celui des raies ordinaires [1]. » Passant ensuite à l'examen de l'étincelle de la bobine d'induction, ils renouvellent la remarque que le trait de feu instantané ne donne jamais que des raies lumineuses, tandis que la décharge continue de l'auréole fournit des spectres de corps composés, par exemple des spectres d'oxydes, de chlorures, etc., lorsque les électrodes sont revêtues de sels métalliques. Cette décharge continue est caractérisée dans le passage suivant, que nous citons en entier :

« Quand l'électricité se propage par voie de *conduction* (dans un corps quelconque), on doit distinguer deux espèces différentes d'actions, savoir les actions *thermiques,* qui appartiennent aux *conducteurs* eux-mêmes et croissent proportionnellement au *carré de l'intensité* du courant, et, en outre, les actions qui se manifestent aux *surfaces de passage* d'un corps à un autre et sont directement proportionnelles à l'intensité du courant. Ces dernières actions consistent, si le corps est *simple,* dans des *variations de la température;* mais, si le corps est *composé,* dans des effets chimiques, qu'on appelle des *actions électrolytiques.* Ces deux phénomènes, celui de Peltier aussi bien que l'électrolyse ordinaire, doivent être regardés comme des manifestations différentes de la même force, et l'une ou l'autre de ces actions se produit selon que le corps est simple ou composé.

» Ces lois, dont l'évidence est démontrée quand il s'agit de corps solides ou de fluides, doivent s'appliquer aussi aux corps gazeux, où l'on doit attendre des actions électrolytiques, aussi bien que des actions chimiques, d'un ordre secondaire. »

Après cette introduction, MM. Ångström et Thalén étudient les divers spectres connus des composés du carbone. Voici les conclusions auxquelles ils s'arrêtent :

Le carbone n'a qu'un spectre, c'est un spectre de lignes. On l'obtient en faisant passer de fortes étincelles disruptives dans

---

[1] C'est précisément la conclusion de nos recherches, d'après lesquelles un corps simple ne peut avoir qu'un spectre de *lignes,* mais peut, en outre, présenter des *bandes* spectrales tout à fait différentes. Seulement, selon nous, les spectres de bandes peuvent s'obtenir à l'aide de l'électricité, si la décharge n'est pas trop chaude, condition qu'il est facile de réaliser. (G. S.)

l'acide carbonique, ou même, quoique avec plus de difficulté lorsqu'on opère de la même façon, dans un composé carboné quelconque. On l'observe encore dans un gaz quelconque où l'on tire de fortes étincelles entre des électrodes de charbon : les raies sont alors confinées aux environs des électrodes. Voici les longueurs d'onde de lignes observées avec leurs intensités approximatives (1 = max.) :

Spectre du carbone.

		Intensité.			Intensité.
Rouge	658,30	2	Jaune..	537,90	6
	657,75	1	Vert...	515,05	4
Orangé	569,41	4		514,42	3
	566,09	4		513,30	5
	564,65	3	Indigo.	426,60	1 large.
	563,86	5			

Les autres spectres attribués au carbone sont dus à des corps composés. Ainsi on les observe dans les auréoles qui entourent le trait de feu éclatant entre des pôles de carbone, et ils varient alors avec la nature du gaz environnant. On peut ainsi avoir le spectre du *cyanogène* dans l'azote; celui d'un *hydrogène carboné,* sans doute l'acétylène, dans l'hydrogène; enfin celui de l'*oxyde de carbone* dans l'oxygène.

Le spectre du cyanogène en combustion contient toujours les bandes de l'hydrogène carboné. M. Ångström, malgré leur éclat, n'hésite pas à les attribuer à l'état de dessiccation incomplète du gaz. Il contient, en outre, des bandes dans le rouge ombrées en sens inverse de toutes celles des composés carbonés (vers le rouge). Elles sont dues, selon M. Ångström, à l'acide carbonique, parce qu'on ne les obtient pas avec l'étincelle seule.

C'est le spectre de l'hydrogène carboné, spectre qui apparaît dans une foule de circonstances, grâce à la difficulté d'éliminer l'hydrogène de l'eau, qu'Attfield et Morren ont décrit comme le spectre du carbone lui-même.

Voici le tableau des longueurs d'onde des bords extrêmes des bandes dégradées (vers le violet) :

Spectre de l'hydrogène carboné.

Orangé	α618,73	Vert..	γ516,40
	611,90		512,80
	605,63		509,75
	600,08	Bleu..	δ473,60
	595,35		471,40
Jaune..	β563,30		469,70
	558,30		468,20
	553,80	Indigo	431,10 large
	550,00		
	546,60		

Spectre de l'oxyde de carbone (¹).

Rouge.	662,20 *a*
Orangé.	639,85 *b*
	607,80 *a*
Jaune..	581,70 *b*
	560,75 *a* (CO α)
	539,75 *b*
Vert...	519,70 *a* (CO β)
	501,50 *b*
Bleu...	483,35 *a* (CO γ)
	469,70 *b*
Indigo.	450,90 *a* (CO δ)
	439,40 *b*
Violet..	420,90 *a*
	413,10 *b*

Les résultats concernant l'azote sont analogues aux précédents. Ce gaz n'a qu'un spectre, c'est celui composé des lignes qu'on connaît. Les bandes n'apparaissent que dans la décharge continue (²); elles sont dues à un oxyde de l'azote; mais, comme elles diffèrent de celles de l'acide hypoazotique, elles doivent être attribuées au bioxyde d'azote. De fait, le gaz contenu dans la boule positive d'un tube de Geissler *à air*, ayant fonctionné, colore en brun le sulfate ferreux (³). Le spectre que l'on observe aux environs du pôle négatif est tout différent de celui du pôle positif et de la partie capillaire du tube de Geissler; il est dû à un autre composé *indéterminé* de l'azote. Voici les longueurs d'onde des lignes extrêmes des bandes dégradées (vers le violet) :

(¹) Ces bandes sont séparées par MM. Angström et Thalén en deux groupes *a* et *b*. Nous faisons suivre chaque nombre de la lettre indiquant à quel groupe il appartient. Les lettres grecques sont celles employées dans mon Mémoire (*Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXVIII, p. 5); elles se rapportent aux bandes les plus vives. (G. S.)

(²) On peut, dans certaines conditions et en se servant de la machine de Holtz, les observer avec la décharge instantanée. *Voyez* la note suivante. (G. S.)

(³) MM. Angström et Thalén n'ont employé que de l'*air* dans leurs expériences. Or l'air soumis à l'action de l'étincelle contient, comme on sait, de l'acide hypoazotique. Il n'y a aucune raison de croire que ce n'est pas ce dernier corps qui agit sur le sulfate ferreux. (G. S.)

Spectre du bioxyde d'azote.

Bandes peu réfrangibles (¹).

Rouge.	687,00	max.
	678,57	
	670,10	
	662,18	
	654,23	
Orangé.	646,55	
	639,25	
	632,10	max.
	624,92	max.
	618,32	min.
	612,54	min.
	606,63	
	601,18	
	595,73	
	590,46	
Jaune..	585,30	
	580,18	max.
	575,20	max.
	570,38	
	565,79	min.
	561,26	min.
	556,79	
	552,52	
	548,28	
Jaune.	551,34	
	547,69	
	544,19	
	540,64	
	537,17	
Vert..	533,97	
	530,63	
	527,38	
	524,46	
	521,31	
	518,34	
	515,37	
	512,65	
	509,77	
	506,56 α	
	503,20 β	

Bandes réfrangibles.

Vert...	497,20 γ	
	491,90 δ	
Bleu...	481,30 ε	
	472,20 ζ	
	466,60 η	
	464,90 η	
	457,40 θ	
Indigo.	448,90 μ	max.
	441,70 ν	
	434,60 ξ	max.
	427,10 π	max.
Violet.	420,30 ρ	
	414,40 σ	
	409,80 τ	
	406,30 φ	
	400,20 ψ	
	395,20 χ	

(¹) La plupart de ces bandes présentent trois maxima lumineux, qui ont été déterminés avec toute l'exactitude possible par MM. Ångström et Thalén. Nous ne citons ici que les longueurs d'onde du premier maximum de chaque bande. Les lettres grecques se rapportent aux bandes réfrangibles figurées dans mon Mémoire. Les nombres que nous avons obtenus pour les bandes peu réfrangibles sont trop inexacts pour être comparés avec ceux-ci. (G. S.)

Spectre de la lumière du pôle négatif.

Rouge, orangé et jaune de nombreux maxima de lumière très-faibles qui sont figurés approximativement dans la planche originale.

Vert...	522,75	Indigo..	455,52
	515,00		451,65
	.....		428,10
Bleu...	470,93	Violet..	423,90
	465,35		420,30
	462,12		417,50

G. Salet.

J.-C. POGGENDORFF. — **Fernere Thatsachen zur Begründung einer endgültigen Theorie der Elektromaschine zweiter Art (Nouveaux faits pour servir à la théorie des machines électriques de seconde espèce); *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 78; 1875.**

Ces nouvelles recherches peuvent être considérées comme la suite de celles dont il a été rendu compte dans ce Journal (t. III, p. 225). Le lecteur est prié de se reporter à cet article [1] pour les définitions.

Les nouveaux phénomènes observés paraissent, pour la plupart, à M. Poggendorff, inexplicables actuellement; mais ils montrent certainement que les faces intérieures des plateaux sont abondamment chargées d'électricités qui doivent jouer un rôle important dans la machine de Holtz. Les voici :

I. Si, la machine étant en activité depuis quelque temps, on arrête le plateau antérieur avec le doigt (après avoir desserré l'écrou qui l'entraîne dans son mouvement de rotation), la machine continue à fonctionner, le courant persistant dans le conducteur du plateau postérieur.

---

[1] Se reporter aussi à l'analyse d'un second Mémoire, qui a été donnée dans un numéro précédent du *Journal de Physique*, par M. Daguenet, t. V, p. 68.

Si, après avoir arrêté le plateau antérieur, on le fait tourner dans le sens direct avant de remettre la machine en marche, de 90, 180 ou 360 degrés, le courant se reproduit dans le même sens dès que l'on recommence à faire tourner le plateau postérieur.

Si, au contraire, on fait tourner le plateau antérieur de 90, 180 ou 360 degrés dans le sens inverse, le courant se trouve renversé.

Si, pendant que le plateau postérieur tourne avec sa vitesse normale, on fait lentement tourner avec le doigt le plateau antérieur, on voit le courant diminuer progressivement, s'annuler quand le déplacement est de 45 degrés, puis changer de signe; si on laissait trop longtemps le plateau antérieur à 45 degrés, la machine se déchargerait.

II. On a supposé jusqu'ici qu'après l'arrêt et le déplacement du plateau antérieur le sens du mouvement de rotation de la machine n'était pas changé; en le faisant tourner dans le sens rétrograde, on observe exactement les mêmes faits.

III. Si, après avoir arrêté et déplacé le plateau antérieur, on le visse de nouveau de manière à l'entraîner dans le mouvement de rotation, on trouve qu'un déplacement de 90 degrés dans le sens direct ou inverse est produit par le renversement du courant, tandis qu'un déplacement de 180 ou 360 degrés en sens inverse produit cette inversion.

Si l'on déplace le plateau antérieur de 90 degrés à gauche, *pendant* que le plateau postérieur tourne à droite de 90 degrés, il y a inversion; si ces deux opérations sont faites successivement, il n'y a pas d'inversion.

Un déplacement de 45 degrés est sans influence.

Si l'on déplace le plateau antérieur de 180 degrés à gauche, puis de 180 degrés à droite, il n'y a pas d'inversion; si l'on change l'ordre de ces deux opérations, le renversement se produit.

On remarquera qu'ici on a toujours deux courants, un dans chaque conducteur; ces deux courants se renversent ensemble, tandis que si l'on fait tourner la machine, tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre, sans déplacement préalable d'un des plateaux, un seul des deux courants est renversé.

IV. Si la rotation de la machine, après le déplacement de la roue

a lieu dans le sens rétrograde, il y a toujours renversement d'un seul des courants, à savoir : du courant vertical si le déplacement (de 180 ou 360 degrés) a eu lieu dans le sens rétrograde, du courant horizontal dans le cas contraire.

V. Si l'on ajoute le conducteur diamétral oblique, de manière qu'il soit placé devant les cadrans II et IV, on obtient, par une rotation en sens direct de la machine, un courant dans l'arc vertical et un courant dans le conducteur; celui-ci se renverse quand on déplace de 180 ou 360 degrés vers la gauche le plateau antérieur.

VI. Le conducteur étant dans sa position normale, c'est-à-dire devant les cadrans I et III, si on le fait tourner dans le sens direct de 90 degrés pour le ramener ensuite à sa position première, le courant de l'arc horizontal sera renversé.

Si on le fait tourner de 180 degrés, le courant sera ou ne sera pas renversé, suivant que le déplacement aura eu lieu dans le sens rétrograde ou le sens direct.

Il faut avoir soin de maintenir la machine en marche pendant qu'on déplace le conducteur diamétral et surtout ne pas le laisser trop longtemps dans une position verticale.

VII. Enfin, si l'on déplace à la fois les deux plateaux de 180 degrés dans le même sens, les courants sont renversés tous les deux, lorsqu'on remet la machine en marche dans le sens direct; si on la fait marcher dans le sens rétrograde, le courant est renversé dans l'arc vertical seul.

On n'observe plus d'inversion du courant quand, au lieu de faire tourner le plateau antérieur sur lui-même pour le déplacer dans un sens ou dans l'autre, on l'éloigne du plateau postérieur pour faire cette opération; on peut encore, en faisant tourner le plateau autour d'un axe horizontal, changer les faces externe et interne, sans que l'allure de la machine soit changée.

Les peignes ne jouent aucun rôle dans ces phénomènes. On peut les enlever pendant qu'on opère les déplacements sans rien changer aux conséquences; si on les conserve et qu'on intercale un tube de Geissler dans les arcs qui les réunissent, on peut voir que, pendant le déplacement du plateau antérieur, il existe des courants dans les deux arcs.

Dans l'arc vertical, un déplacement à gauche du plateau antérieur produit un courant, tant que le déplacement reste inférieur à 180 degrés; le courant est de sens contraire à celui qui se produit pendant la marche normale; dans l'arc horizontal le courant est également de sens contraire pendant que le plateau antérieur est déplacé de 90 degrés; au delà, le courant change de sens.

A. Potier.

IL NUOVO CIMENTO.

2e SÉRIE, TOME XIII; 1875.

L. DONATI et G. POLONI. — Sur le magnétisme temporaire d'une barre de fer, p. 83-96 et 226-265.

Le fait étudié est celui qu'ont étudié aussi MM. Trève et Jamin. Sur une longue barre de fer se trouvent enfilées une spirale inductrice et une spirale induite qu'on peut approcher ou éloigner de la première; le courant induit est d'autant plus faible, et sa production subit un retard d'autant plus grand que les deux spirales sont plus distantes. Il est naturel de considérer ce fait comme le résultat d'un mouvement lent de progression du magnétisme à l'intérieur de la barre.

On a alors cherché par l'expérience : 1° la loi de la distribution permanente ou finale du magnétisme dans la barre; 2° la loi de la distribution variable avec le temps dans chaque section pendant la période qui suit l'introduction du courant dans la spirale inductrice. On a laissé constantes toutes les conditions, telles que forme et dimensions de la barre, position de la spirale magnétisante, intensité du courant qui la parcourt, etc. Dans ces conditions, si x est la distance de la spirale inductrice à la spirale induite, t le temps pendant lequel le courant a passé, F la déviation observée au galvanomètre relié à la spirale induite au moment de l'interruption du courant, on a

$$F = \lambda e^{-\nu x}(1 - \rho e^{-\mu t} - \rho' e^{-\mu' t}),$$

où λ et ν sont des coefficients positifs et constants, μ et μ' des coefficients positifs, fonction de x, et ρ et ρ' des constantes telles que

$$\rho + \rho' = 1.$$

Si l'on fait $t = \infty$, on a

$$F = \lambda e^{-\mu z},$$

ce qui donne la première loi; F représente alors l'intensité totale du courant développé dans la spirale induite. Cette formule est celle trouvée par M. Jamin pour une barre de longueur infinie, et la barre employée par MM. Donati et Poloni peut être considérée comme telle à raison de la longueur ($2^m,30$) et du peu d'intensité du courant employé.

Si l'on fait ensuite x constant, μ et μ' ont des valeurs déterminées, et l'on a la seconde loi. Malheureusement la relation entre μ, μ' et x est purement empirique.

A. ROITI. — Encore sur l'action électromotrice des solénoïdes neutres, p. 170-176.

Lorsque deux solénoïdes neutres sont enchaînés l'un à l'autre, toute déformation de l'un d'eux produit un courant dans l'autre. C'est là un fait expérimental, qui n'est pas en désaccord avec la théorie de Neumann, bien qu'il semble résulter de celle-ci que pour cette disposition l'action électrodynamique de l'un des solénoïdes sur l'autre est constamment nulle. On peut, en effet, démontrer que, si aucun des éléments induits ne tend à déplacer en masse le solénoïde inducteur, tous au contraire tendent à le déformer, et que la résultante des actions élémentaires est toujours différente de zéro quand les deux solénoïdes sont liés l'un à l'autre, à la façon des anneaux d'une chaîne.

A. RIGHI. — Recherches sur les forces électromotrices, p. 202-223.

Ensemble expérimental et théorique dont quelques parties ont déjà paru dans ce Journal, et dont les autres sont impossibles à résumer brièvement.

R. FELICI. — Autre expérience sur la rotation du conducteur radial, p. 224-226.

L'auteur donne à l'expérience bien connue d'Ampère une disposition telle que l'explication que Helmholtz en donne dans sa nouvelle théorie lui paraît difficilement applicable.

L. DONATI. — Mesure des forces électromotrices d'induction, p. 65 et 79.

A paru dans le numéro précédent, p. 101.

R. FELICI. — Sur une modification de l'interrupteur galvanique, sur quelques expériences sur l'extra-courant et sur la loi suivant laquelle varie l'intensité du magnétisme du fer, dès le moment où cesse l'action inductrice d'une spirale voltaïque, p. 266-279.

Je ne peux faire autre chose que de renvoyer au Mémoire original.

2e SÉRIE, TOME XIV; 1875.

ROSSETTI. — Comparaison entre les machines électriques, p. 5-17.

L'auteur ne trouve pas que, dans la Note de M. Mascart sur le même sujet (*Comptes rendus*, t. LXXVI), la machine de Holtz, seconde espèce, ait été placée à son rang, et attribue ce fait à ce que M. Mascart n'aurait utilisé que le courant développé dans l'un des disques. Je trouve aussi que la loi de proportionnalité que M. Mascart a établie entre les quantités d'électricité développées par chaque tour du plateau et le diamètre du plateau doit être remplacée par la proportionnalité entre les quantités d'électricité et les longueurs des peignes ou des armatures.

S. PINCHERLE. — Sur les constantes de capillarité, p. 17-25.

G. PISATI ET E. PATERNO. — Mesure des indices de réfraction du cymène, de la benzine et de quelques dérivés du thymol naturel et du thymol de synthèse, p. 25-34.

A. RIGHI. — Sur la vision stéréoscopique, p. 55-105.

Description d'un instrument qui peut servir de téléstéréoscope, d'iconoscope et de pseudoscope, et explication analytique des effets obtenus.

A. PACINOTTI. — Sur l'électricité de frottement, p. 128-132.

A. RIGHI. — Sur la pénétration des charges électriques dans les cohibants fixes et en mouvement, avec applications à la théorie des condensateurs des électrophores et des machines à induction, p. 203-226.

Suite des travaux précédents du même auteur. Les expériences sont trop nombreuses et trop peu liées pour être brièvement résumées. Je citerai seulement la suivante, intéressante par le jour qu'elle jette sur la théorie des nouvelles machines électriques.

Entre une lame rectangulaire d'ébonite, fortement chargée d'é-

lectricité négative, et un peigne à dents très-aiguës et non isolé, on fait passer une seconde lame d'ébonite, de façon que toute sa surface vienne passer devant le peigne. On trouve alors non-seulement que la seconde lame est chargée positivement, mais que sa charge totale est en valeur absolue très-supérieure à celle de la lame inductrice.

A. BARTOLI. — **Explication de quelques faits relatifs à la théorie du magnétisme de rotation**, p. 230-266.

L'auteur revient sur les expériences d'Arago relatives à l'action retardatrice exercée par divers corps non conducteurs sur une aiguille qui oscille très-près de leur surface. L'effet est dû uniquement à la couche d'air immobilisée au contact du corps.

DUCLAUX.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Poggendorff.

Tome CLVII. — N° 1. — Année 1876.

E. WIEDEMANN. — *Chaleur spécifique des gaz*, p. 1.

V. DVOŘÁK. — *Attractions et répulsions acoustiques*, p. 42.

SONDHAUS. — *Des lames liquides*, p. 73.

E. EDLUND. — *Relation entre l'induction galvanique et les phénomènes électrodynamiques*, p. 102.

P. GROTH. — *Élasticité du sel gemme*, p. 115.

L. BODEWIG. — *Formes cristallines et polarisation rotatoire du carbonate de guanidine*, p. 122.

C. HINTZE. — *Polarisation rotatoire du maticocamphre*, p. 129.

O. GROTRIAN. — *Du coefficient de frottement de quelques dissolutions salines et de sa relation avec la conductibilité électrique*, p. 130.

W. WEBER. — *Remarques sur la réponse d'Edlund à deux objections faites à la théorie d'un seul fluide électrique*, p. 146.

H. MORTON. — *Nouveau chromatrope*, p. 150.

W. HANKEL. — *Propriétés thermo-électriques du spath, du béryl, de l'idocrase et de l'apophyllite*, p. 156.

H. MESSER. — *Appréciation des distances par l'œil*, p. 172.

PIAZZI SMITH. — *Prédictions de la pluie, par de grandes hauteurs barométriques, au moyen du spectroscope*, p. 175.

NOUVELLES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DÉDUITES DE L'ÉTUDE GÉOMÉTRIQUE DE LA SURFACE DE L'ONDE;

PAR M. A. MANNHEIM.

Malgré les beaux travaux de Fresnel, Hamilton, Mac-Cullagh, Plücker, on ne connaissait qu'un petit nombre de propriétés optiques déduites de l'étude géométrique de la surface de l'onde. Je me propose d'en donner ici de nouvelles, espérant attirer l'attention de quelques physiciens expérimentateurs. Il serait, en effet, bien intéressant de vérifier une fois de plus les magnifiques travaux de Fresnel.

Les éléments de la surface de l'onde, qui s'interprètent immédiatement en Optique, sont les longueurs des diamètres de cette surface et les distances de son centre à ses plans tangents : la longueur d'un diamètre correspond à une vitesse suivant un rayon efficace et la distance du centre à un plan tangent correspond à la vitesse de propagation normale d'une onde plane. Il était donc naturel de chercher des relations géométriques entre ces éléments. Pour cela, se reportant aux propriétés des diamètres d'un ellipsoïde, il fallait obtenir les transformations de ces propriétés. C'est à quoi je suis arrivé, comme on va le voir, en employant simultanément deux modes de génération de la surface de l'onde.

Cette surface peut s'obtenir en menant des plans diamétraux d'un ellipsoïde, en élevant du centre de cette surface des perpendiculaires à ces plans et en portant sur ces droites, à partir du centre, des longueurs égales aux demi-axes des sections déterminées dans l'ellipsoïde par ces plans diamétraux. Il résulte de là que les diamètres de la surface de l'onde sont égaux aux diamètres de l'ellipsoïde, et alors les théorèmes concernant les diamètres d'un ellipsoïde doivent nécessairement donner des théorèmes relatifs aux diamètres de la surface de l'onde.

Cette définition de la surface de l'onde peut encore s'énoncer ainsi :

o est le centre d'un ellipsoïde donné, m un point pris à la surface de cet ellipsoïde et mn la normale en ce point; dans le plan normal omn, on élève à om la perpendiculaire om_1, sur laquelle on porte le

segment om_1 égal à om : lorsque le point m décrit l'ellipsoïde, le point m_1 décrit la surface de l'onde.

Le rayon om est, en effet, le demi-axe de la section faite dans l'ellipsoïde par le plan mené par om perpendiculairement à omn. Le segment om_1 est alors la perpendiculaire à ce plan et sa longueur est celle du demi-axe om.

Ces deux formes, sous lesquelles on peut présenter la génération de la surface de l'onde, vont nous permettre de transformer rapidement les théorèmes relatifs aux diamètres conjugués de l'ellipsoïde.

Menons par le centre o un plan perpendiculaire à mn, soient a et b les extrémités des axes de la section déterminée par ce plan dans l'ellipsoïde, oa, ob et om sont les directions de trois diamètres conjugués de l'ellipsoïde.

On a donc

$$oa^2 + ob^2 + om^2 = \text{const.},$$

quelle que soit la position de m sur l'ellipsoïde.

Transformons cette relation en employant les deux modes de génération que nous venons de rappeler. Au point m correspond le point m_1; aux points a et b correspondent les extrémités de segments égaux à oa et ob que l'on porte sur la perpendiculaire élevée du centre o au plan oab. Cette perpendiculaire est alors parallèle à mn et, par suite, elle rencontre la normale en m_1 à la surface de l'onde et lui est perpendiculaire.

On obtiendra donc des points tels que a_1, b_1, en abaissant du centre o une perpendiculaire sur la normale en m_1 à la surface de l'onde, et comme oa_1, ob_1, om_1 sont respectivement égaux à oa, ob, om, on doit avoir

$$oa_1^2 + ob_1^2 + om_1^2 = \text{const.}$$

Nous pouvons alors énoncer ce théorème relatif à la surface de l'onde :

Théorème I. — *On prend un point m_1 quelconque sur une surface de l'onde et l'on abaisse du centre o de cette surface une perpendiculaire sur la normale issue du point m_1. Cette perpendiculaire rencontre la surface de l'onde d'un même côté du centre o aux deux points a_1 et b_1. On a toujours, quel que soit le point m_1,*

$$oa_1^2 + ob_1^2 + om_1^2 = \text{const.}$$

Voici la traduction optique de cet énoncé :

THÉORÈME I'. — *Le carré de la vitesse du rayon (efficace), qui propage une vibration donnée (Fresnel), plus la somme des carrés des vitesses des rayons parallèles à cette vibration, est constant, quelle que soit cette vibration.*

Reprenons l'ellipsoïde; menons aux points a, b, m des plans tangents à cette surface. Ces plans et les plans symétriques par rapport au centre o déterminent un parallélépipède dont le volume est constant, quel que soit le point m.

En appelant t le pied de la perpendiculaire abaissée du point o sur le plan tangent en m, on aura donc

$$oa \times ob \times ot = \text{const.}$$

Pour transformer cette relation, il suffit de remarquer, en appelant t_1 le pied de la perpendiculaire abaissée du point o sur le plan tangent en m_1 à la surface de l'onde, que $ot_1 = ot$. On a donc, pour la surface de l'onde,

$$oa_1 \times ob_1 \times ot_1 = \text{const.}$$

De là ce théorème :

THÉORÈME II. — *On prend un point m_1 quelconque sur une surface de l'onde, on abaisse du centre o de cette surface une perpendiculaire sur la normale issue de m_1 et une perpendiculaire ot_1 sur le plan tangent en m_1. La première perpendiculaire rencontre la surface de l'onde d'un même côté du centre o aux points a_1 et b_1 : on a toujours, quel que soit le point m_1,*

$$oa_1 \times ob_1 \times ot_1 = \text{const.}$$

Ce théorème se traduit ainsi :

THÉORÈME II'. — *La vitesse de l'onde qui propage une vibration varie en raison inverse du produit des vitesses des rayons parallèles à cette vibration, quelle que soit cette vibration.*

Reprenons l'ellipsoïde. En appelant t, t', t'' les pieds des perpendiculaires abaissées du centre o sur les faces du parallélépipède circonscrit à l'ellipsoïde que nous venons de considérer, on a

$$\frac{1}{ot^2} + \frac{1}{ot'^2} + \frac{1}{ot''^2} = \text{const.}$$

La transformation de cette relation se fait très-facilement, puisque la distance du centre de l'ellipsoïde à un plan tangent de cette surface est égale à la distance du centre au plan tangent correspondant de la surface de l'onde; on a donc, pour la surface de l'onde, en appelant t_1, t'_1, t''_1 les pieds des perpendiculaires abaissées du centre o sur les plans tangents en m_1, a_1 et b_1,

$$\frac{1}{ot_1^2} + \frac{1}{ot'^2_1} + \frac{1}{ot''^2_1} = \text{const.}$$

Nous pouvons alors énoncer ce théorème :

Théorème III. — *Les données étant les mêmes que dans l'énoncé du théorème I, la somme des inverses des carrés des distances du centre de la surface de l'onde aux plans tangents en m_1, a_1 et b_1 est constante, quel que soit le point m_1.*

Appelons μ, α et β les angles que om_1, oa_1 et ob_1 font avec les plans tangents à la surface de l'onde, la relation précédente peut s'écrire

$$\frac{1}{om_1^2 \sin^2\mu} + \frac{1}{oa_1^2 \sin^2\alpha} + \frac{1}{ob_1^2 \sin^2\beta} = \text{const.}$$

On a ainsi une relation entre les droites oa_1, ob_1, om_1 et les angles que ces diamètres font avec les plans tangents menés à leurs extrémités.

Le théorème III se traduit ainsi :

Théorème III'. — *On considère un rayon qui propage une vibration et les deux rayons parallèles à cette vibration : la somme des inverses des carrés des vitesses des ondes planes correspondant à ces trois rayons est constante, quelle que soit la vibration.*

Comme cas particulier, on voit que :

La somme des inverses des carrés des vitesses des ondes planes, qui correspondent à un rayon simplement assujetti à être perpendiculaire à un axe de réfraction cylindrique [1], *est constante.*

---

[1] L'*axe de réfraction cylindrique* est perpendiculaire à l'un des plans tangents singuliers de la surface de l'onde.

La transformée par polaires réciproques d'une surface de l'onde par rapport à une sphère qui lui est concentrique étant encore une surface de l'onde, les théorèmes auxquels je viens d'arriver conduisent par ce mode de transformation aux résultats suivants :

Théorème IV. — *On mène un premier diamètre d'une surface de l'onde, la normale et le plan tangent à cette surface à l'une des extrémités de ce diamètre. Parallèlement à ce diamètre et perpendiculairement au plan de cette normale et du diamètre, on mène deux autres plans tangents à la surface de l'onde; quel que soit le premier diamètre, la somme des inverses des carrés des distances du centre de la surface à ces trois plans tangents est constante; le produit de ces trois distances divisé par le sinus de l'angle que font entre eux ces plans tangents est constant; la somme des carrés des distances du centre aux points de contact de ces plans tangents est constante.*

De cette dernière propriété résulte que :

Si l'on mène à une surface de l'onde des plans tangents parallèles entre eux et parallèles à l'un des diamètres qui contient un point singulier, la somme des carrés des distances du centre aux points de contact de ces plans tangents est constante.

Parmi les conséquences qu'on peut tirer des théorèmes renfermés dans ce travail, je citerai encore la suivante, provenant du théorème II :

Les sections faites dans une surface de l'onde par des plans diamétraux parallèles aux plans tangents singuliers de cette surface sont des courbes du quatrième ordre, telles que le produit des deux diamètres comptés sur une même droite est constant, quelle que soit cette droite.

Le théorème IV donne lieu aux résultats optiques qui suivent :

Théorème IV'. — *La somme des carrés des inverses des vitesses de propagation normale d'une vibration quelconque et des deux ondes qui correspondent aux vibrations parallèles au plan de polarisation du rayon qui propage la première est constante;*

La vitesse du rayon qui propage cette vibration varie en raison inverse du produit des vitesses des deux ondes;

La somme des carrés des vitesses des rayons (efficaces) qui correspondent à ces ondes est constante.

Cette dernière propriété donne comme cas particulier :

Les systèmes de deux ondes, parallèles entre elles et à un axe de réfraction conique, correspondent à des paires de rayons efficaces dont les vitesses ont une somme de carrés constante.

Les théorèmes qui précèdent ont été obtenus en transformant les théorèmes relatifs aux diamètres conjugués d'un ellipsoïde. Occupons-nous maintenant du théorème suivant :

Un trièdre trirectangle a son sommet au centre d'un ellipsoïde : la somme des inverses des carrés des diamètres comptés suivant les arêtes de ce trièdre est constante, quelle que soit la position de ce trièdre.

En opérant comme précédemment, on a tout de suite pour la surface de l'onde :

Théorème V. — *On mène un diamètre quelconque d'une surface de l'onde et la normale à cette surface à l'extrémité de ce diamètre. Dans le plan déterminé par ces deux droites et perpendiculairement au premier diamètre, on mène un nouveau diamètre : la somme des inverses des carrés des diamètres comptés sur ce nouveau diamètre, augmentée de l'inverse du carré du premier diamètre, est constante, quel que soit celui-ci.*

En transformant ce théorème par polaires réciproques, on obtient le suivant :

Théorème VI. — *On mène un diamètre quelconque d'une surface de l'onde, et à l'une des extrémités de ce diamètre on mène la normale et le plan tangent à cette surface. Perpendiculairement au plan de ce diamètre et de cette normale, et parallèlement à cette dernière droite, on mène deux plans tangents à la surface de l'onde. La somme des carrés des distances du centre de la surface à ces trois plans tangents est constante, quel que soit le diamètre considéré.*

Les théorèmes V et VI peuvent se traduire, en Optique, de la manière suivante :

Théorème V'. — *Dans le plan mené par un rayon et qui ren-*

ferme la vibration correspondante, on considère le rayon perpendiculaire à celui-ci : la somme des inverses des carrés des vitesses des deux rayons comptés suivant cette direction, augmentée de l'inverse du carré de la vitesse du premier rayon, est constante, quel que soit ce rayon.

Théorème VI'. — *Perpendiculairement au plan qui renferme un rayon et la vibration correspondante, et perpendiculairement à l'onde correspondant à ce rayon, on considère deux ondes parallèles entre elles : la somme des carrés des vitesses de ces deux ondes, augmentée du carré de la vitesse de l'onde correspondant au rayon, est constante, quel que soit celui-ci.*

Si, dans l'énoncé du théorème V', on suppose que le premier rayon contienne un point singulier de la surface de l'onde, c'est-à-dire soit un axe de réfraction conique, on a alors ce cas particulier :

La somme des inverses des carrés des vitesses de deux rayons, comptés suivant une même direction perpendiculaire à un axe de réfraction conique, est constante.

Si, dans l'énoncé du théorème VI', on suppose que l'onde plane, qui correspond au rayon que l'on considère, soit perpendiculaire à un axe de réfraction cylindrique, on a alors ce cas particulier :

La somme des carrés des vitesses de deux ondes parallèles entre elles et parallèles à un axe de réfraction cylindrique est constante.

Le théorème relatif à l'ellipsoïde que nous venons de transformer conduit facilement à celui-ci :

Dans un ellipsoïde, la somme des valeurs inverses des carrés des sections diamétrales faites par trois plans rectangulaires est constante (1).

L'aire d'une section diamétrale faite dans un ellipsoïde est proportionnelle au produit des demi-axes de cette section, ou, en considérant la surface de l'onde qui dérive de l'ellipsoïde, est proportionnelle au produit des diamètres de cette surface de l'onde,

(1) *Voir l'Aperçu historique* de M. Chasles, p. 826, n° 417.

diamètres qui sont comptés sur la perpendiculaire au plan de la section diamétrale. Le théorème précédent donne alors celui-ci :

Théorème VII. — *Un trièdre trirectangle a son sommet au centre d'une surface de l'onde. Sur chacune de ses arêtes, il y a deux diamètres de cette surface; on prend l'inverse du carré du produit de ses diamètres : la somme des trois carrés qu'on obtient ainsi, en considérant les trois arêtes du trièdre, est constante, quelle que soit la position de ce trièdre.*

En transformant par polaires réciproques, il vient :

Théorème VIII. — *On considère deux trièdres trirectangles circonscrits à une surface de l'onde et dont les faces sont respectivement parallèles entre elles. On prend le carré du produit des distances du centre de la surface à deux faces parallèles entre elles; la somme des carrés analogues qu'on obtient, en considérant les trois faces du trièdre, est constante, quelle que soit la position de ce trièdre.*

Les théorèmes VII et VIII, remarquables chacun parce qu'ils établissent une relation dans laquelle n'entrent que six éléments de même nature, peuvent se traduire ainsi :

Théorème VII'. — *On considère les trois couples de rayons efficaces parallèles aux arêtes d'un trièdre trirectangle, on prend pour chacun de ces couples l'inverse du carré du produit des deux vitesses suivant ces rayons : la somme des trois quantités ainsi obtenues est constante, quelle que soit la situation du trièdre.*

Théorème VIII'. — *On considère trois couples d'ondes planes parallèles aux faces d'un trièdre trirectangle, on prend pour chaque couple d'ondes parallèles à l'une des faces le carré du produit de leurs vitesses normales : la somme des trois quantités ainsi obtenues est constante, quelle que soit la situation du trièdre.*

SUR UN MOYEN RAPIDE DE DÉTERMINER LA RÉSISTANCE INTÉRIEURE D'UNE PILE;

Par M. L. MOUTON.

I. La mesure de la résistance intérieure d'une pile est une opération devant laquelle on recule souvent; et pourtant cette résistance

est une des constantes de la pile qu'il est urgent de connaître si l'on veut répéter ou comparer entre elles des expériences électriques précises.

En effet, se sert-on d'éléments Daniell, on peut admettre que, montés avec un zinc bien amalgamé, des dissolutions identiques de sulfate de zinc et de sulfate de cuivre, leur force électromotrice est toujours la même. Si nous consultons M. Thomson [1], il nous dira que la force électromotrice d'un élément Daniell varie de 2 ou 3 pour 100 avec les dissolutions employées, qu'elle varie aussi un peu avec la température et certaines circonstances qui n'ont pas encore été élucidées. Comme on peut fixer les dissolutions, fixer la température, on est en droit, en somme, et c'est ce que l'on fait généralement, M. Thomson tout le premier, de considérer l'élément Daniell comme reproduisant commodément une force électromotrice qu'il est toujours possible de rendre identique à elle-même.

Cela suffit quand on ne s'occupe que de recherches statiques; mais, s'il s'agit de courants, apparaît le second terme, la résistance. Et ici, que de causes de différences en dehors de la nature des liquides : les dimensions exactes des vases, le degré de cuisson du vase poreux, les dimensions des métaux, les hauteurs des niveaux des liquides. Il serait, je crois, urgent que les expérimentateurs donnassent la valeur de la résistance des éléments dont ils se sont servis, afin que l'on puisse répéter leurs expériences dans des conditions identiques.

Ce n'est pas que les méthodes de mesure de cette résistance fassent défaut; mais elles ont toutes l'inconvénient d'exiger des mesures préalables de résistances de rhéostats, de galvanomètres, et je crains qu'il ne se passe encore un long temps avant que nos constructeurs, à l'exemple de leurs confrères anglais, fassent définitivement choix d'une unité et indiquent en cette unité la résistance des divers instruments, rhéostats, galvanomètres, etc., qu'ils livrent aux physiciens.

Le but de cet article est d'indiquer non une méthode nouvelle, mais une modification à une méthode permettant de mesurer, en quelques instants et sans une installation préalable, la résistance

---

(1) *Reprint of papers on electrostatic and magnetism*. London, 1872, page 246.

intérieure des éléments de pile ordinairement employés. Latimer Clark ([1]) l'attribue à sir W. Thomson.

II. Voici en quoi elle consiste. On introduit dans le circuit un rhéostat R (*fig.* 1) et un galvanomètre G ; celui-ci marque une dé-

Fig. 1.

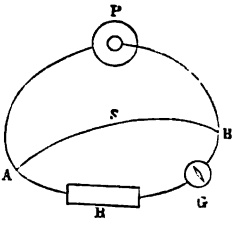
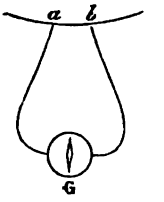


Fig. 2.



viation δ ; on jette alors un pont ASB de résistance s : la déviation du galvanomètre diminue ; on la ramène à sa valeur primitive δ en diminuant le fil du rhéostat R.

Soient G la résistance du galvanomètre, b celle du fil du rhéostat à la première expérience ; on a, en appelant i l'intensité du courant correspondant à la déviation δ du galvanomètre, E la force électromotrice de la pile P, et R sa résistance augmentée des fils qui viennent en A et B,

$$i = \frac{E}{R + b + G}.$$

A la deuxième expérience le rhéostat est amené à b', et si, par les équations de Kirchhoff ([2]), ou simplement par la méthode des longueurs réduites d'Ohm ([3]), on calcule l'intensité du courant qui passe dans le galvanomètre et qui est encore égale à i, on trouve

$$i = \frac{Es}{R(s + b' + G) + s(b' + G)};$$

([1]) Latimer Clark, *An elementary treatise on electrical measurement*. London, 1868, page 99.

Ce livre a été traduit en français et imprimé à l'Imprimerie nationale, par les soins de l'Administration des lignes télégraphiques. On le trouve assez difficilement.

([2]) *Voir*, au tome II de ce Journal, page 92, etc., les articles de M. Reynaud.

([3]) Desains, *Leçons de Physique*, t. II, p. 755. — Jamin, *Cours de Physique de l'École Polytechnique*, t. III, p. 107.

d'où, en égalant et réduisant,

$$R = s\frac{b - b'}{b' + G},$$

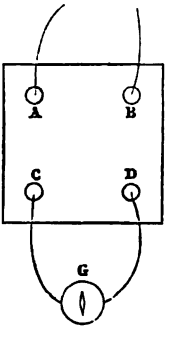
formule qui exige la connaissance de la résistance G en unités du rhéostat.

Or, si l'on prend un galvanomètre ordinaire comme en possèdent tous les cabinets de Physique, que l'on se construise un rhéocorde de Pouillet, par exemple de 1 mètre de long avec fils d'acier de $\frac{1}{3}$ de millimètre environ de diamètre tendus sur une planchette où glisse une boîte de liége remplie de mercure, on verra qu'avec tous les éléments de pile ordinairement employés, le rhéostat étant à son maximum de résistance, il faudra, pour avoir au galvanomètre une déviation de 30 ou 40 degrés, y lancer non tout le courant, mais une dérivation prise sur une longueur *ab* (*fig.* 2) qui n'aura jamais besoin de dépasser 3 ou 4 centimètres d'un fil de cuivre de 1 millimètre de diamètre. Elle pourra même être beaucoup moindre si, toutes choses égales d'ailleurs, on peut se contenter de très-petites déviations exactement lues par un procédé quelconque de réflexion [1].

---

(1) Les télégraphistes paraissent avoir adopté le nom de *shunt*, par lequel les Anglais désignent les appareils qui réalisent immédiatement ces dérivations. Il est facile de s'en construire un soi-même que l'on pourra modifier, selon la sensibilité de son galvanomètre ou le mode de lecture dont on veut faire usage. On creuse quatre trous A, B, C, D (*fig.* 3) dans une planchette, on y met du mercure; la pile aboutit en A et B,

Fig. 3.



le galvanomètre en C et D. Deux gros fils métalliques $\alpha\gamma$, $\beta\delta$ (*fig.* 4), recourbés à leurs

Si nous reprenons alors la formule ci-dessous

$$R = s\frac{b - b'}{b' + G},$$

la résistance G, inférieure à 3 ou 4 centimètres de fil de cuivre de 1 millimètre de diamètre, devient négligeable devant b' dans tous les cas usuels, et la formule se réduit à

$$R = s\frac{b - b'}{b'}.$$

Mais le facteur $\frac{b - b'}{b'}$ n'étant plus formé que de termes homogènes, les nombres b et b' peuvent être simplement les longueurs de fil accusées au rhéostat, et la résistance R se trouve ainsi exprimées en mêmes unités de résistance que celles qui expriment s.

III. Voici des mesures faites au laboratoire des Hautes Études à la Sorbonne : le galvanomètre est une boussole de Weber dont les déviations sont lues par les glaces courbes de MM. Thomson sur une échelle arbitraire.

1° Pile Bunsen, montée depuis une heure environ. Shunt, 4 centimètres de fil de cuivre de 1 millimètre. Déviation 10.

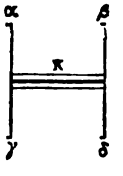
$$b = 551^{mm}.$$

J'intercale $s = 50^{m}$ de fil de lignes télégraphiques français

---

extrémités, sont reliés par une baguette isolante et en même temps par un fil K, qui sera la partie *ab* du texte ci-dessus; on donnera à ce fil la résistance que l'on voudra.

Fig. 4.



On voit aisément que, la pile aboutissant en A et D, le galvanomètre en C et B, on pourra faire dévier le galvanomètre, soit à droite, soit à gauche, avantage que n'offrent point les shunts ordinairement employés.

fournis par une boîte Digney frères, et, pour ramener la déviation à 10, il faut descendre le rhéostat à $b' = 434^{mm}$, d'où

$$R = 50\frac{551 - 434}{434} = 13^{m},48 \text{ de fil français.}$$

2° La même pile donne encore 10 avec le même shunt, et $b = 551$.

Je fais $s = 30^{m}$ de fil français ; il faut $b' = 380^{mm}$, d'où

$$R = 30\frac{551 - 380}{380} = 13^{m},50.$$

Je suis ici en mesure de faire le calcul exact. Reprenons la formule complète

$$R = s\frac{b - b'}{b' + G}.$$

J'ai mesuré b, b' et G en unités Siemens ; 162 millimètres du rhéocorde valent 1 Siemens ; et l'on sait que cette unité vaut environ 40 mètres de fil de cuivre de 1 millimètre.

Calculons exactement la deuxième expérience :

$$b = \frac{551^{s}}{162}, \quad b' = \frac{380^{s}}{162} \quad \text{et } G < \frac{4^{s}}{4000},$$

d'où

$$R = 30^{m}\frac{551 - 380}{380,162} = 13^{m},49.$$

IV. Je donnerai encore comme exemples deux mesures de la résistance d'un élément Daniell, moyen modèle, rempli aux deux tiers seulement avec des dissolutions de sulfate de zinc et de sulfate de cuivre, mesures faites au laboratoire de l'École Normale avec un galvanomètre ordinaire de Ruhmkorff.

Première mesure. — Le rhéostat était un rhéocorde de Pouillet, fait d'un fil de platine de $\frac{1}{2}$ millimètre de diamètre ; le shunt était formé de $1^{c},5$ de fil de cuivre de 1 millimètre.

$$b = 100^{c}; \quad \text{déviation, } 59^{\circ}.$$

J'intercale s = une unité Siemens ; la déviation tombe à 40 de-

grés et je la ramène à 59° avec $b' = 18,5$:

$$R = 1^s \frac{100 - 18,5}{18,5} = 4^s,40.$$

Seconde mesure. — Le rhéostat ramené à 100 et le pont enlevé, la déviation galvanométrique est encore 59 degrés.

J'intercale 5 mètres de fil de cuivre de $\frac{1}{2}$ millimètre de diamètre.

La déviation tombe à 28 degrés, et je le ramène à 59 degrés avec $b' = 10$:

$$R = 5^m \frac{100 - 10}{10} = 45^m$$

de fil de cuivre de $\frac{1}{2}$ millimètre de diamètre.

On remarquera la concordance de ces deux mesures si l'on se rappelle que, 40 mètres environ de fil de cuivre de 1 millimètre valant 1 Siemens, il n'en faut que 10 d'un fil de $\frac{1}{2}$ millimètre.

Je n'ai pas à défendre une méthode qui n'est pas de moi contre le reproche que l'on peut faire à toute mesure de constante d'une pile traversée par un courant. Je répéterai seulement que le procédé que je viens d'exposer exige quelques minutes, ne nécessite aucune opération préalable et donne un résultat bien suffisant au moins pour les piles communément employées dans les recherches de Physique.

DE LA PROPAGATION DE LA CHALEUR DANS LES CORPS CRISTALLISÉS;

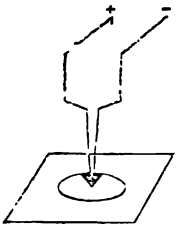
PAR M. JANNETTAZ.

Pour étudier la propagation de la chaleur dans les corps cristallisés, j'ai employé la méthode de de Senarmont; mais, au lieu de percer d'un trou les corps soumis à l'observation, et de les échauffer au moyen d'une tige introduite dans ce trou, comme le faisait de Senarmont, j'applique à leur surface une petite sphère ou un petit cône tronqué de platine (*fig.* 1), auquel sont soudés deux fils fins de platine, mis eux-mêmes en communication avec les pôles d'une pile formée de 3 éléments à section rectangulaire.

La surface du corps a été, comme dans le procédé de de Senarmont, recouverte d'une matière fusible. En général, je préfère le

saindoux fondu et passé au travers d'un linge fin; ordinairement je le colore en y mêlant des matières roses ou vertes, de nuances très-

Fig. 1.



claires. La graisse fond autour de l'extrémité du petit cône de platine. Ici la chaleur est plus intense au point même où elle s'applique sur le corps, et de plus j'évite le forage des plaques.

On sait qu'après le refroidissement la matière grasse dessine des bourrelets qui ont la forme d'ellipses ou de cercles qu'on peut appeler *isothermes*. Les rayons vecteurs de ces courbes mesurent les distances auxquelles parvient, suivant leur direction, la température nécessaire à la fusion d'une même substance. Par ce moyen, de Senarmont avait pu vérifier, sur un certain nombre de matières minérales cristallisées, ce fait fondamental, que la chaleur se conforme, comme la lumière, à la symétrie générale de la cristallisation.

Grâce à l'appareil que j'ai imaginé, j'ai poursuivi ces recherches sur un beaucoup plus grand nombre de matières cristallisées; je les ai étendues aux matières à texture schisteuse.

De l'ensemble de mes expériences, j'ai pu déduire des relations plus générales que celles qui avaient été énoncées par de Senarmont, entre la structure des corps et leurs pouvoirs conducteurs, pour la chaleur dans les différentes directions. Ces relations peuvent se résumer ainsi :

Dans les minéraux, la chaleur se propage moins facilement dans la direction perpendiculaire à un plan de clivage que parallèlement à ce plan [1].

Dans les matières à texture schisteuse, la chaleur se propage

---

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIX, p. 68.

moins facilement dans la direction normale que dans les directions parallèles aux feuillets [1].

Comme, entre les plans de clivage ou de schistosité, il y a moins de cohésion qu'entre d'autres directions planes, j'ai pu énoncer cette règle générale sous cette autre forme :

La chaleur se propage plus facilement entre les surfaces qui ont entre elles plus de cohésion.

J'ai montré de plus que les *plans de schistosité* se distinguent de ceux de *stratification* dans les roches en ce que ceux-ci n'exercent aucune influence sur la position des axes des courbes de fusion, tandis que les directions planes de schistosité déterminent l'orientation de ces axes, comme il a été dit plus haut.

Il en est de même dans les minéraux, où les plans de *séparation* produits par une sorte de stratification de cristaux déjà constitués se distinguent par leur inertie des plans de clivage qui agissent sur le mode de propagation de la chaleur [2].

Souvent il est difficile de trouver l'orientation des axes des ellipses thermiques par rapport à des lignes de repères indiquées naturellement ou tracées à la main sur les plans où l'on a produit ces courbes; aussi ai-je eu recours à l'emploi d'une lunette, dont j'ai exposé le principe dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* [3] et dont j'ai donné la description dans le *Bulletin de la Société géologique de France* [4].

Le principe consiste dans le dédoublement de la courbe au moyen d'un prisme biréfringent. Si l'on regarde une ellipse au travers d'un prisme de ce genre, on aperçoit deux images, deux courbes qui se superposent plus ou moins. Pour une position quelconque de la section principale du prisme, la droite qui joint les points d'intersection des deux images et celle qui joint leurs centres sont en général obliques, l'une par rapport à l'autre; elles deviennent rectangulaires lorsque la section principale du spath est parallèle à l'un des axes de l'ellipse (*fig.* 2). On regarde donc l'ellipse au travers d'un prisme réfringent. Ce prisme est placé devant

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVIII (27 avril 1874) et t. LXXXI (20 décembre 1875).

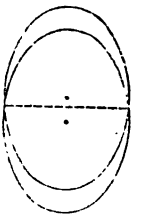
(2) *Bull. de la Soc. géologique de France*, 3e série, t. III, p. 499.

(3) *Comptes rendus*, t. LXXVIII, p. 413.

(4) *Bull. de la Soc.*, loco citato.

l'oculaire d'une lunette et, perpendiculairement à sa section principale, on peut promener un fil au foyer de l'oculaire. Ce prisme enfin tourne devant l'oculaire et emporte un index, qui marque sa

Fig. 2.



position par rapport à un cercle divisé perpendiculaire à l'axe de la rotation. On note la division où s'arrête l'index, lorsque le fil passe par les points d'intersection des deux images de la courbe. Soit α^0 cette division.

Si l'on regarde, de même, une ligne du plan de la courbe au travers d'un prisme, on en voit en général deux images; mais, lorsque la section principale du prisme est parallèle à cette ligne, les deux images de la ligne se superposent; on note la division où s'arrête l'index, lorsque cette superposition a lieu. Soit β^0 cette division. $\alpha^0 - \beta^0$ fait connaître la distance angulaire de l'axe de la courbe et de la ligne choisie dans le plan de cette courbe.

Cette lunette a été construite, d'après mes données, par M. Laurent. Le prisme biréfringent qui s'y trouve employé a été imaginé par M. Soleil; il permet d'augmenter ou de diminuer, à volonté, la distance des centres des images, sans altérer la longueur de leurs axes parallèles à la direction de la section principale du spath.

EFFETS DE LA FOUDRE SUR LES ARBRES ET LES PLANTES LIGNEUSES;

PAR M. COLLADON.

[EXTRAIT (1)].

I. *Résumé des observations sur les peupliers foudroyés.* — Je

(1) *Mémoire de la Société de Physique et d'Histoire naturelle de Genève*, t. XXI, 2e Partie. — Titres des Chapitres :

Effets de la foudre : Chap. I, sur les peupliers d'Italie; II, sur les chênes; III, sur

n'insisterai pas sur les détails relatifs à plusieurs peupliers foudroyés antérieurement à 1868 et faisant aussi partie d'avenues ou de séries d'arbres de même nature et de même âge.

Dans la belle avenue du chemin de Pressy, dans la série de peupliers qui borde le Nant de Frontenex, dans celle moins régulière du rivage de Bellerive, etc., j'ai retrouvé les mêmes règles générales qui résultent des faits déjà énoncés.

Toute la partie supérieure des arbres foudroyés est restée parfaitement saine, on ne voit aucune branche sèche. La hauteur depuis le sol, à partir de laquelle commencent les plaies ou les traces visibles, n'excède pas sur de gros peupliers le tiers de l'élévation du sommet de l'arbre. Ces plaies commencent immédiatement au-dessous de la jonction des fortes branches avec le tronc principal. En général, elles n'atteignent pas le sol ou, du moins, elles se restreignent notablement à $0^m,30$, $0^m,40$ ou $0^m,50$ au-dessus du terrain. Dans le très-grand nombre des cas, les plaies sont situées sur les parties du tronc tournées vers le sud, l'est ou l'ouest.

Enfin c'est toujours le peuplier le plus élevé qui est frappé [1], et, dans quelques cas, l'orage a passé un instant avant l'explosion sur des arbres d'une autre espèce : chênes, acacias, ormeaux, marronniers, tilleuls, sans les frapper, quoique ces derniers eussent leurs sommets autant ou plus élevés que les peupliers atteints immédiatement après.

Je n'ai trouvé que sur un seul peuplier, celui de la campagne Gay, des taches circulaires situées près du sol et près de la fente causée par la foudre.

J'ai examiné avec attention des centaines d'échantillons de fragments de bois ou d'écorces, détachés de plaies faites par la foudre à des peupliers pris *à l'état sain;* j'ai visité dans chaque cas les bords des fissures et ceux des plaies, tant du bois que de l'écorce, et je

---

les ormes; IV, sur les poiriers; V, sur les sapins; VI, sur les vignes cultivées; VII, sur les marronniers; VIII, sur deux noyers. IX. Conductibilité des arbres pour l'électricité atmosphérique. X. L'explosion d'un fort éclair foudroyant cause-t-elle une précipitation aqueuse, une espèce de déchirement des nuages qui occasionne la pluie ?

[1] Horace a dit que les monts les plus élevés sont ceux que frappe la foudre : « *feriuntque summos fulmina montes.* » Il aurait pu dire de même au sujet de quelques arbres.

n'ai jamais vu de traces de carbonisation réelle, indiquant un commencement de combustion, à condition, je le répète, que le bois fût sain et vivant.

Les bords des fissures à l'écorce et au bois, ceux des plaies, présentent presque toujours des fibres désagrégées et réduites à l'état de franges ou de filasse grossière.

Les cas où plusieurs peupliers sont blessés par un seul éclair sont rares. J'ai cité l'exemple de Malagny; en voici un autre bien plus remarquable.

A Wildegg, canton d'Argovie, dans le beau domaine de M. Laué, cet éminent industriel m'a montré trois peupliers de forte taille qu'il venait de faire abattre, parce que leurs troncs avaient été, peu de jours auparavant, blessés par un seul et même coup de foudre. Un quatrième arbre, un tilleul, qui suivait de près, avait aussi une plaie à l'écorce : elle commençait aux deux tiers de sa hauteur et descendait jusque près du sol. Ce tilleul se ressentait du foudroiement, ses feuilles se flétrissaient et l'on pensait à l'abattre. Ces quatre arbres étaient placés au sommet d'un talus élevé et rapide, au bas duquel coulait une rivière. Ils étaient en ligne droite et distants les uns des autres d'environ 3 mètres.

II. *De l'emploi des peupliers comme paratonnerres.* — Les peupliers, plantés près d'une maison, d'une ferme, peuvent dans bien des cas former un paratonnerre efficace.

Leur croissance est rapide, ils s'élèvent jusqu'à 30 et 35 mètres et surtout les parties élevées sont d'excellents conducteurs du fluide électrique; de plus, ils occupent peu de place et n'ont pas d'effet nuisible sur les toitures.

Il est tel cas cependant où un peuplier placé près d'une maison pourrait, par une disposition mal conçue, devenir plus dangereux qu'utile; en voici un exemple :

M. le pasteur Theremin possède sur le plateau sec et élevé d'Onex, près du village de Lancy, une ferme, au ras du toit de laquelle s'élevait un haut peuplier du côté de l'est; à l'ouest de la ferme était une mare.

Le 13 juillet 1864, la foudre a frappé le peuplier et, pour atteindre la mare, elle a passé du peuplier sur le bord du toit d'où, en suivant probablement des poutres garnies de ferrures, elle a tra-

versé un grenier rempli de paille, et la ferme et les récoltes ont été incendiées.

Il aurait fallu ou placer la mare à côté du peuplier, ou munir la partie inférieure de ce peuplier d'une forte tige de métal communiquant, de manière ou d'autre, avec la mare : on aurait eu dans ce cas un excellent paratonnerre.

En résumé, les propriétaires de bâtiments qui ne les ont pas pourvus de paratonnerres spéciaux et qui considèrent ces maisons comme garanties par des arbres voisins élevés feront bien d'armer les troncs de tiges de fer qui, arrivées au sol, devront être continuées jusqu'à une fontaine, un réservoir, un puits ou enfouies profondément dans un sol constamment humide.

SORET ET E. SARASIN. — Sur la polarisation rotatoire du quartz; *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. LIV, p. 253, 1875.

Les auteurs ont appliqué leur spectroscope à oculaire fluorescent [1] à l'étude de la polarisation rotatoire du quartz pour les rayons ultra-violets. Leurs observations s'étendent jusqu'à la raie N; elles sont résumées dans le tableau suivant :

LIGNES.	λ.	ROTATION	
		observée.	calculée.
A.	7604,0	12,68	12,74
a.....	7183,6	14,33	14,33
B.....	6867,4	15,76	15,74
C.....	6562,1	17,35	17,31
D.....	5889,12	21,80	21,74
E.....	5269,0	27,61	27,55
F.....	4860,74	32,85	32,78
G	4307,25	42,63	42,60
h.....	4101,2	47,52	47,58
H.....	3968,1	51,22	51,22
L.....	3819,6	55,88	55,83
M.....	3726,8	59,04	59,00
(M).....	3720,0	59,24	59,24
N.....	3580,6	64,47	64,63

[1] Voir *Journal de Physique*, t. III, p. 253.

Les nombres obtenus pour la partie visible du spectre sont parfaitement d'accord avec ceux qui avaient été obtenus par M. Stefan [1]; la légère différence qu'ils présentent tient à ce que les expériences actuelles ont été faites à une température de 20 degrés environ, supérieure à celle à laquelle se rapportent les nombres de M. Stefan; cette différence est dans le sens de la variation du pouvoir rotatoire observée par M. von Lang [2] et du même ordre de grandeur.

Les nombres contenus dans la quatrième colonne du tableau précédent ont été calculés par la formule de M. Boltzmann [3]

$$\psi = \frac{7,10123}{10^6 \lambda^2} + \frac{0,15195}{10^{12} \lambda^4}.$$

La formule ordinaire

$$\psi = -A + \frac{B}{\lambda^2}$$

ne s'applique plus exactement aux rayons ultra-violets.

E. Bouty.

F. KOHLRAUSCH. — Ueber Thermo-Elektricität, Warme-und Elektricitätleitung (Sur la thermo-électricité et la propagation de la chaleur et de l'électricité); *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 601; 1875.

Ceci est un essai de théorie des phénomènes thermo-électriques; M. Kohlrausch admet qu'il existe une différence de potentiel entre deux points de la même substance à températures différentes, et il l'attribue à ce qu'un flux de chaleur doit être toujours accompagné d'un flux d'électricité, et réciproquement. Si α représente la quantité d'électricité entraînée par l'unité de chaleur, q et K les conductibilités calorifiques et électriques d'un conducteur, à une chute $u - u_1$ de température devra correspondre une chute $V - V_1 = \frac{\alpha q}{K}(u - u_1)$ de potentiel : le facteur $\frac{\alpha q}{K}$ est la constante thermo-électrique du corps; nous la représenterons par θ. On en déduit facilement que la *force électromotrice totale d'un circuit composé de deux métaux est*

---

(1) *Pogg. Ann.*, t. CXXII, p. 131.
(2) Voir *Journal de Physique*, t. V, p. 35.
(3) Donnée dans les *Ann. de Pogg.*, Jubelband, p. 128.

$(\theta - \theta')(u - u_1)$, θ et θ' étant les constantes des deux métaux, u et u_1 les températures des soudures.

On a admis que, réciproquement, un flux d'électricité entraînait un flux de chaleur. Un courant traversant un circuit bimétallique dégagera (ou absorbera) donc aux soudures une quantité de chaleur égale à l'excès d'un des flux sur l'autre, et, si l'on suppose qu'au flux i corresponde un flux calorifique $C\theta i$, C étant constant pour tous les métaux, *la chaleur dégagée ou absorbée à chaque soudure sera* $Ci(\theta - \theta')$, résultat entièrement conforme à l'expérience.

Si un courant passe dans un fil homogène dont la température varie d'un point à un autre, le potentiel, au lieu d'être distribué comme la loi de Ohm l'indique, varie suivant la loi suivante : dr étant la résistance d'un élément du fil, du la différence de température, la variation dV du potentiel sera $i\,dr + \theta\,du$, et *la chaleur produite par le passage de la quantité i d'électricité sera* $i^2\,dr + i\,\theta\,du$, variable par conséquent avec le signe de du, ce qui explique les phénomènes découverts par M. Thomson et étudiés par M. Le Roux.

La constante θ peut varier avec la température du métal : la force électromotrice d'un circuit bimétallique est alors

$$\int_{u_1}^{u_2} \theta\,du - \int_{u_1}^{u_2} \theta'\,du\,;$$

elle ne dépend donc que de la nature des métaux, des températures des soudures, et non de la distribution des températures dans le circuit; mais elle ne sera plus proportionnelle à $u_1 - u_2$. En supposant simplement $\theta = \theta_0 + \lambda u$, cette force électromotrice devient

$$(\theta_0 - \theta'_0)(u_1 - u_2)\left(1 + \frac{\lambda - \lambda'}{\theta_0 - \theta'_0}\,\frac{u_1 + u_2}{2}\right),$$

formule qui suffit pour rendre compte des *phénomènes d'inversion des courants thermo-électriques.*

Il n'y a donc pas de raison, d'après l'auteur, de chercher dans les phénomènes découverts par Peltier une mesure de la force électromotrice dite *de contact,* ni la *preuve d'une différence brusque* de potentiel des deux côtés d'une soudure.

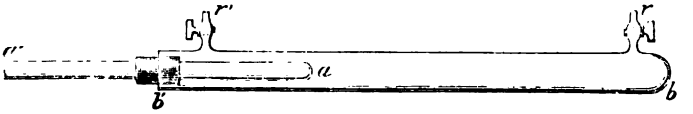
A. Potier.

KUNDT ET O. LEHMANN. — Ueber longitudinale Schwingungen and Klangfiguren in cylindrischen Flüssigkeitssaülen (Sur les vibrations longitudinales et les figures acoustiques dans les colonnes de liquides cylindriques); *Annales de Poggendorff*, t. CLIII, p. 1, 1874.

Le professeur Kundt réussit, il y a déjà quelques années, à manifester l'existence des vibrations des gaz dans les tuyaux fermés aux deux extrémités, en ébranlant fortement ces gaz à l'aide d'une tige vibrant longitudinalement. Si l'on met dans le tuyau une poudre très-légère, telle que de la silice ou de la magnésie, cette poudre forme vers les ventres des lames minces verticales, pendant la vibration de l'air; après que les vibrations ont cessé, on observe une série de stries, formées par la poudre; l'absence de stries et d'autres particularités caractérisent les nœuds. J'aurai à revenir sur ces intéressantes expériences.

M. Kundt essaya, avec le concours de M. Lehmann, de réaliser la même expérience avec les liquides. Son appareil se composait d'un tube de verre *bb'* (*fig.* 1), fermé en *b*, et muni de deux robinets *r* et *r'*, devant servir pour remplir le tube de liquide. L'extrémité *b*

Fig. 1.



du tube est fermée par un bouchon de caoutchouc, à travers lequel passe la tige de verre destinée à mettre l'eau en vibration; cette tige est fixée au quart de sa longueur et par suite donne son second harmonique. On peut fermer le tube *bb'* en *b* avec un bouchon de caoutchouc ou même avec une membrane. On peut encore, pour pouvoir allonger ou raccourcir la colonne vibrante, le fermer par une espèce de piston en caoutchouc, traversé par un tube capillaire, qui communique, par un tube flexible, avec un réservoir contenant de l'eau.

Une des conditions nécessaires pour que cette colonne d'eau puisse vibrer par résonnance, c'est qu'il ne reste pas la moindre bulle d'air, ni dissoute dans le liquide, ni adhérente aux parois. La meilleure poudre à employer pour manifester les vibrations du li-

quide paraît être la limaille de fer. Si l'on met le liquide en vibration, en faisant vibrer longitudinalement la tige aa', la poudre forme aux ventres des stries analogues à celles qu'on observe avec les gaz et la silice ; elle reste adhérente aux parois du tube, à la place des nœuds.

Si l'extrémité postérieure est fermée, il se produit un nœud dans le voisinage ; le nœud est un peu plus éloigné si l'on ferme le tube avec un bouchon de caoutchouc et il s'y produit un ventre si l'on a fermé le tube avec une membrane. Quoi qu'il en soit de l'extrémité, on peut prendre, avec une exactitude suffisante, la distance de deux nœuds dans le milieu du tube, surtout si l'on se sert du tube à piston mobile, qui permet d'accorder parfaitement la colonne liquide avec le son produit. On connaît ainsi la demi-longueur d'onde du son dans le liquide. Avec la même tige, on ébranle une colonne d'air cylindrique et, par l'emploi de la silice, on détermine la longueur d'onde du même son dans l'air. La vitesse du son dans l'eau est donnée par la formule

$$V = R.330^m \sqrt{1 + \alpha t},$$

R étant le rapport des longueurs d'onde dans l'eau et dans l'air et t la température de ce dernier.

La vitesse théorique du son dans l'eau est de 1437 mètres ; M. Colladon et Sturm ont trouvé, dans le lac de Genève, 1435 mètres, et Wertheim seulement 1173 mètres, en faisant parler dans de l'eau des tuyaux à embouchure de flûte.

Il avait cru pouvoir conclure de cette divergence que, dans les liquides ainsi que dans les solides, il existait deux vitesses de propagation pour le son, l'une v dans les colonnes cylindriques, et l'autre V dans les milieux indéfinis, avec la relation

$$V = v\sqrt{\tfrac{3}{2}}.$$

M. Helmholtz, ainsi que M. André, fit remarquer que l'ébranlement des parois suffisait pour expliquer cette différence, sans avoir recours à une hypothèse très-peu probable et contraire à tous les principes admis en Hydrostatique et en Hydrodynamique.

Les résultats trouvés par MM. Kundt et Lehmann confirment complétement ces objections contre l'hypothèse de Wertheim ; en voici le résumé.

ÉPAISSEUR des parois.	DIAMÈTRE intérieur des tubes.	VITESSE déterminée.
mm	mm	m
2,2	28,7	1040
3	34	1227
3	23,5	1262
3,5	21	1357,5
5	16,5	1360,2
5	14	1383,2

La vitesse devient plus grande à mesure que les parois augmentent d'épaisseur et que le diamètre intérieur devient moindre; mais on n'a pu atteindre le nombre théorique 1437 mètres, à cause probablement des flexions qui se produisent toujours aux nœuds, quelle que soit l'épaisseur des parois.

M. Kundt, à la suite de ce travail, indique quelques expériences intéressantes :

1. Il est parvenu à faire vibrer facilement un tuyau à anche sous l'eau, en faisant arriver un courant d'eau convenablement réglé par le porte-vent de ce tuyau.

2. Que l'on prenne un tube de verre de 1 mètre à $1^m,50$ de long, fermé à une de ses extrémités; si l'on tend une membrane de caoutchouc sur l'extrémité ouverte, on pourra facilement ébranler cette membrane en dirigeant sur elle un courant d'air, à l'aide d'un bout de tuyau que l'on tient dans la bouche. L'air du tube vibre fortement, ce que l'on reconnaît si l'on a mis d'avance dans le tube de la silice ou du liége en poudre fine. En prenant un vase à précipité, au lieu du tube, on peut ainsi obtenir des lames stratifiées ayant 1 centimètre de hauteur.

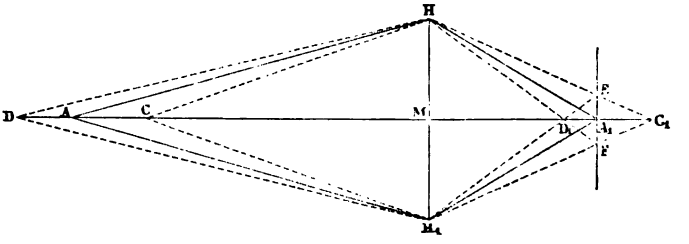
3. Une membrane de caoutchouc tendue et plongée dans l'eau vibre quand on dirige contre elle un courant d'eau; cependant les auteurs de ce travail ne purent par ce moyen faire vibrer des colonnes d'eau.

A. Terquem.

HUGO KRÜSS. — Ueber die Tiefe der Bilder bei optischen Apparaten (Profondeur des images dans les appareils d'Optique); *Ann. de Pogg.*, t. CLVII, p. 476; 1876.

Soient HH_1 (*fig.* 1) l'ouverture O d'un appareil convergent, A et

Fig. 1.



A_1 deux foyers conjugués par rapport à ce système, enfin A_1E le rayon $\frac{d}{2}$ du plus grand cercle que l'œil ne distingue pas d'un simple point lumineux. On peut dire approximativement que tous les points compris entre D et C viennent former leur image en A_1. L'auteur appelle la longueur DC la *profondeur* de l'image A_1; AC est la profondeur en avant, AD la profondeur en arrière à partir du point A dont l'image a le maximum de netteté.

Soient $AM = a$, $A_1M = a_1$, et désignons par f la distance focale principale du système considéré; on trouvera sans peine

$$CD = \frac{2aOpd(a-f)}{O^2f^2 - d^2(a-f)^2}$$

ou sensiblement

$$CD = \frac{2a(a-f)d}{Of},$$

qui donne les lois du phénomène étudié.

La considération de la profondeur des images est particulièrement intéressante dans le cas de l'œil. Il faut tenir compte de la puissance d'accommodation que possède à un si haut degré cet organe, et l'assimiler à un système dont la distance focale principale f_1 est liée à la distance a de l'objet par la relation

$$f_1 = \frac{af}{a+f};$$

f est la distance focale intérieure de l'œil. On obtient ainsi pour expressions de la profondeur P et des profondeurs p_a et p_p en avant et en arrière

$$P = \frac{2a^2 dOf}{O^2 f^2 - a^2 d^2}, \quad p_a = \frac{a^2 d}{Of + ad}, \quad p_p = \frac{a^2 d}{Of - ad}.$$

On a environ

$$\begin{aligned} p &= 20^{mm}, \\ O &= 3,5, \\ d &= 0,005. \end{aligned}$$

On en déduit pour P les valeurs suivantes :

a.	P.
25^c	$9^{mm},38$
40^c	$24^{mm},02$
100^c	$150^{mm},69$
∞	$-26^m,66$

Le résultat relatif à une distance infinie de l'objet a besoin d'être expliqué : c'est la longueur d'une ligne qui se termine à $13^m,33$ en avant et en arrière de la rétine ; et il faut entendre par là que l'œil, étant accommodé pour regarder à l'infini, l'est aussi pour voir tous les objets plus éloignés que $13^m,33$, ou pour des faisceaux convergents dont le point de convergence est à plus de $13^m,33$ en arrière de la rétine.

E. Bouty.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS; 1875.

F.-E. NIPHER. — Travail mécanique que peut effectuer un muscle jusqu'à son épuisement, p. 130.

Le travail mécanique que peut effectuer un muscle se présente sous deux aspects différents : le travail dynamique qui consiste à soulever un poids donné à une certaine hauteur, et le travail statique dans lequel le bras tendu supporte le poids à un même niveau. L'auteur ne s'occupe pour le moment que du travail dynamique. Il le mesure en cherchant combien de fois le bras peut soulever un poids donné en passant de la position verticale à la po-

sition horizontale, jusqu'au moment où la fatigue le rend incapable de continuer. Comme on pouvait s'y attendre, le bras devient plus fort à mesure que les expériences continuent, et, de plus, sa force varie beaucoup d'un jour à l'autre; pour rendre les nombres comparables, l'auteur les a tous ramenés à la force moyenne du bras pendant la durée des expériences, et trouve qu'ils peuvent être représentés exactement par la formule

$$(w + \alpha)\, hn = \frac{c}{w^2},$$

où w est le poids soulevé, α la moitié du poids du bras, h la hauteur à laquelle on soulève chaque fois le poids w, n le nombre de fois que le bras est capable de soulever le poids jusqu'à l'épuisement complet et c une constante dont la valeur indique la force du muscle.

E. LOOMIS. — **Résultats déduits de l'examen des cartes du temps des États-Unis pour 1872 et 1873, p. 1.**

Ce Mémoire sera analysé avec le précédent et ceux qui doivent le suivre.

DRAPER (JOHN C.). — **Projection sur un écran des spectres produits par les réseaux et les prismes, p. 22.**

C.-A. SCHOTT. — **Résumé des résultats d'une nouvelle discussion des variations séculaires de la déclinaison magnétique aux États-Unis et dans les contrées voisines, p. 25.**

Tout l'intérêt de ce travail est dans les tableaux numériques qui y sont donnés et qu'il nous est impossible de résumer ici.

J. LE CONTE. — **Sur quelques phénomènes de vision binoculaire, p. 159.**

Ce Mémoire forme la suite d'une série qui a paru successivement dans le même Journal, 2e série, vol. XLVII; 3e série, volumes I et II.

Dans le présent travail l'auteur démontre : 1° que, dans l'état d'assoupissement, les axes optiques divergent au lieu de converger, comme on l'admettait généralement; 2° dans la vision binoculaire, la loi des points correspondants peut être opposée à celle de la direction, et, dans ce cas, c'est la première qui l'emporte. On sait que

la loi de la direction est celle qui nous fait rapporter la position des objets, non pas à l'image qu'ils donnent sur la rétine, mais à la direction du rayon incident avant son entrée dans l'œil. Si, d'autre part, nous supposons que l'on fasse coïncider les deux yeux, les points de la rétine ainsi amenés en superposition seront les points correspondants, et, si des impressions viennent se faire sur des points correspondants de chaque œil, elles seront rapportées au même point de l'espace; cette dernière loi est connue sous le nom de *loi des points correspondants,* et sert à expliquer comment les deux yeux ne donnent qu'une même impression.

Après avoir traité ces deux points, l'auteur commence l'étude des modifications de l'œil au point de vue de la vision, dans toute la série animale.

S.-P. LANGLEY. — Comparaison des théories des taches du Soleil avec les résultats de l'observation, p. 192. (*Voir* le *Journal de Physique*, p. 126, année 1875.)

M. MAYER (ALFRED). — Historique de la découverte de la théorie des couleurs par YOUNG, p. 251.

Dans ce travail intéressant, M. Mayer donne l'historique de la théorie des couleurs de Young, en l'appuyant sur des extraits de Newton, de Young et de Wollaston. Il s'attache ensuite à montrer : 1° que Young, en adoptant d'abord le rouge, le jaune et le bleu, comme les trois couleurs simples, a, le premier, émis l'hypothèse que Brewster a reprise ensuite; 2° que, si Young a modifié ses premières suppositions et admis le rouge, le vert et le violet comme couleurs simples, c'est par suite de la manière *fautive* dont Wollaston comprenait ses expériences sur les raies noires du spectre solaire, et sur des observations inexactes faites par Young lui-même, en répétant les expériences de Wollaston; enfin que Young a reconnu ou cru reconnaître finalement que ses hypothèses étaient justifiées par les faits.

M. MAYER (ALFRED). — Nouvelle détermination des constantes de la loi qui unit la hauteur d'un son avec la durée de sa sensation résiduelle, p. 267.

Dans un précédent Mémoire, l'auteur avait établi la formule

$$D = \frac{1}{10000}\left(\frac{53248}{N + 23}\right) + 247,$$

où D est la durée de la sensation résiduelle d'un son qui correspond à N vibrations par seconde.

Après de nouvelles expériences faites sur des personnes dont l'oreille était très-exercée, il remplace cette formule par la suivante :

$$D = \frac{3,2}{N + 31} + 0,0022,$$

et indique en même temps quelques autres modifications qu'il faut apporter aux chiffres de son premier travail.

CAREY-LEA. — Action des rayons lumineux les moins réfrangibles sur l'iodure et le bromure d'argent, p. 269.

M. Carey-Lea démontre par expérience :

1° Que l'iodure et le bromure d'argent sont sensibles à tous les rayons visibles du spectre ;

2° Que l'iodure est plus sensible que le bromure seul aux rayons peu réfrangibles et aussi à la lumière blanche ;

3° Que la sensibilité du bromure aux rayons verts est augmentée par la présence du nitrate d'argent en liberté ;

4° Que le mélange d'iodure et de bromure est plus sensible aux rayons verts et rouges, et probablement à tous les autres, qu'un des deux sels seul ;

5° Qu'aucun rayon ne possède spécialement de pouvoir excitant ou continuateur, mais que tous les rayons sont également capables de commencer et de continuer l'action sur l'iodure et le bromure d'argent.

ALFRED ANGOT.

(*A suivre.*)

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome VII. — Janvier 1876.

D. GERNEZ. — *Recherches sur l'évaporation des liquides surchauffés*, p. 113.

F. WEBER. — *Sur la chaleur spécifique du carbone, du bore et du silicium*, p. 132.

5e série. — Tome VII. — Février 1876.

PAUL BERT. — *Influence de l'air comprimé sur les fermentations*, p. 145.

L. TROOST et P. HAUTEFEUILLE. — *Recherches sur la dissolution des gaz dans le fer, l'acier, la fonte et le manganèse*, p. 155.

WALTHÈRE SPRING. — *Sur la dilatation, la chaleur spécifique des alliages fusibles et leurs rapports avec la loi de la capacité des atomes des corps simples et composés pour la chaleur*, p. 178.

E. DUCLAUX. — *Sur la séparation des liquides mélangés*, p. 264.

5e série. — Tome VII. — Mars 1876.

J. MOUTIER. — *Sur la détente d'un gaz sans variation de chaleur et sans travail externe*, p. 318.

E. EDLUND. — *Démonstration expérimentale que la résistance galvanique dépend du mouvement du conducteur*, p. 351.

J.-L. SORET. — *Sur les phénomènes de diffraction produits par les réseaux circulaires*, p. 409.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome I. — Mars 1876.

G. JOHNSTONE-STONEY. — *Sur le radiomètre de Crookes*, p. 177.

WILLIAM FERREL. — *Sur un point controversé de la théorie des marées de Laplace*, p. 182.

CARL FROMME. — *Sur l'aimantation des barreaux d'acier*, p. 188.

R. CLAUSIUS. — *Sur la loi fondamentale de l'électrodynamique et de son accord avec le principe de la conservation de l'énergie, et sur une simplification de cette loi*, p. 218.

C.-J. WOODWARD. — *Sur une nouvelle forme d'appareil de cours pour l'étude des ondulations*, p. 229.

Annales de Poggendorff.

Tome CLVII. — N° 2. — Année 1876.

R. KÖNIG. — *De deux sons simultanés*, p. 177.

O. GROTRIAN. — *Du coefficient de frottement de quelques dissolutions salines et de son rapport avec leur conductibilité*, p. 237.

G. WIEDMANN. — *Remarques sur quelques Mémoires relatifs au magnétisme et au galvanisme*, p. 257.

A. WICHMANN. — *Sur le grenat doublement réfringent*, p. 282.

W. DE LA RUE et H.-W. MÜLLER. — *Sur une pile à chlorure d'argent de 3240 éléments*, p. 290.

W. DE LA RUE et H.-W MÜLLER. — *Expériences faites avec la pile précédente sur des tubes de Geissler*, p. 294.

W.-G. Adams. — *Nouveau polariscope*, p. 297.

Terquem et Trannin. — *Nouvelle méthode pour déterminer rapidement l'indice de réfraction des liquides*, p. 302.

W. Siemens. — *Mesure de la vitesse de l'électricité dans les fils télégraphiques aériens*, p. 309.

W. Holtz. — *Emploi des toiles métalliques dans l'enseignement de l'électricité*, p. 322.

L. Sohncke. — *Sur les figures obtenues par corrosion des cristaux de sel gemme et remarque sur la méthode employée par F. Exner*, p. 329.

H. Krüss. — *Remarque sur le Mémoire de L. Hermann, intitulé : « Sur la marche d'un faisceau à travers une lentille »*, p. 335.

A. Krönig. — *Note sur les voyelles et sur un nouveau diapason naturel*, p. 339.

G. Berthold. — *Notes sur l'histoire du principe de la conservation de la force*, p. 342.

J.-C. Poggendorff. — *Sur l'échelle thermométrique de Celcius'sche*, p. 352.

Tome CLVII. — N° 3. — Année 1876.

A. Kundt et E. Warburg. — *Chaleur spécifique de la vapeur de mercure*, p. 353.

R. Colley. — *Recherche expérimentale sur le travail du courant électrique*, p. 370.

J. Brunn. — *Expérience sur les horloges électriques*, p. 411.

J. Puluj. — *Appareil de cours pour la détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur*, p. 437.

J. Soret et E. Sarazin. — *Polarisation rotatoire du quarz*, p. 447.

L. Boltzmann. — *Remarque sur la conductibilité des gaz pour la chaleur*, p. 457.

O. Chwolson. — *Note sur la théorie des phénomènes d'interférence*, p. 469.

H. Krüfss. — *Sur la profondeur des images données par les appareils d'Optique*, p. 476.

Bender. — *Nouvelle construction de la position et de la grandeur des images données par les lentilles sphériques*, p. 483.

W. Holtz. — *Observations sur le prétendu avantage qu'aurait l'ébonite sur le verre employé pour les machines électriques à influence*, p. 486.

R. Clausius. — *Relation entre la formule fondamentale de l'électrodynamique avec le principe de la conservation de l'énergie, et simplification de cette formule*, p. 489.

M. Rosenfeld. — *Expérience de cours*, p. 494.

J.-G. Galle. — *Nouvelle détermination de la parallaxe du Soleil*, p. 495.

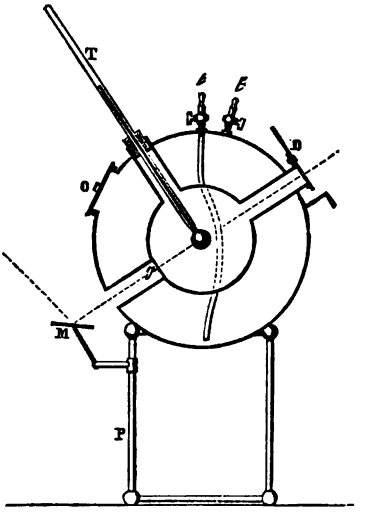
DE LA TEMPÉRATURE DU SOLEIL;

PAR M. J. VIOLLE.

La quantité de chaleur que le Soleil envoie vers la Terre s'évalue par l'échauffement d'un thermomètre soumis à l'action des rayons solaires. Mais, pour que la mesure de la quantité cherchée soit exacte, il faut que l'échauffement se produise dans des conditions parfaitement déterminées; à cet égard on ne saurait mieux faire que d'adopter absolument les dispositions indiquées par Dulong et Petit dans leur Mémoire sur le rayonnement. C'est ce que je me suis efforcé de faire.

Le thermomètre que j'emploie est à réservoir sphérique : le diamètre de la boule varie, suivant les cas, de 5 à 15 millimètres; la tige cylindrique et d'un diamètre intérieur constant s'étrangle extérieurement au voisinage de la boule sur une longueur de 10 à 15 millimètres, de manière à réduire autant que possible l'influence de la conductibilité; les divisions sont de $\frac{1}{5}$ de degré : les lectures se feront donc toujours au $\frac{1}{10}$ de degré dans les circonstances les plus défavorables. Avant chaque expérience, la boule et la portion étranglée de

Fig. 1.



la tige sont soigneusement noircies à la fumée d'une flamme de térébenthine. Le thermomètre T (*fig.* 1) est alors introduit dans

une enceinte sphérique en cuivre, recouverte intérieurement de noir de fumée et maintenue à une température constante. Cette enceinte, dont le rayon est de 15 à 45 fois celui du thermomètre, est en effet enveloppée d'une deuxième sphère en cuivre polie sur sa face externe et protégée en outre par des écrans D qui laissent libre seulement l'ouverture d'admission. Dans l'espace compris entre les deux surfaces circule un courant d'eau, emprunté aux fontaines publiques, ou bien s'entasse de la glace pilée ou du névé, suivant les circonstances : deux tubes à robinet t et t' et une large ouverture à vis O satisfont à l'un ou l'autre usage. Le rayonnement solaire arrive à la boule thermométrique par une ouverture tubulaire pratiquée dans la double paroi de l'appareil et munie d'un diaphragme à trous de différentes grandeurs : une autre ouverture diamétralement opposée est fermée par un verre dépoli g et légèrement noirci, sur lequel se projette l'ombre du thermomètre, ce qui permet un réglage facile de la boule thermométrique au centre même de l'enceinte. Tout l'instrument repose sur un anneau porté lui-même par quatre pieds ; sur l'un des pieds est articulé un petit miroir M dans lequel se réfléchit l'ombre du thermomètre. L'opérateur peut donc toujours maintenir l'appareil orienté en le faisant graduellement tourner dans l'anneau qui le supporte. On peut aussi se guider, comme dans les héliostats, sur la position de la trace lumineuse du rayon qui a passé par le trou central d'un petit diaphragme monté à l'extrémité d'une tige parallèle au tube d'admission. Ajoutons enfin que cet actinomètre peut se transporter facilement sur les cimes les plus élevées. Le pied se démonte et se loge sous un très-faible volume dans le sac de voyage ; les robinets d'arrivée et de sortie de l'eau servent à attacher une courroie au moyen de laquelle la double boule se porte sur le côté à la manière d'une gourde.

La marche d'une expérience est la suivante : tous les tubes étant soigneusement fermés et le thermomètre en place, on lit la température (laquelle est stationnaire si tout est bien réglé depuis un temps suffisant); puis on ouvre le tube d'admission, après avoir amené en face du tube tel trou du diaphragme que l'on juge convenable. L'appareil étant toujours bien orienté, on suit la marche du thermomètre avec une montre à secondes. Lorsque la température est devenue stationnaire, on arrête les rayons solaires et l'on observe le refroidissement.

Je prendrai pour exemple les mesures actinométriques effectuées au sommet du mont Blanc (4810^m le 16 août dernier). Elles se résument, pour les deux phases de l'expérience, par une seule formule empirique

$$\theta = \theta_0 (1 - e^{-0,261t}),$$

θ_0 étant la température stationnaire $18^\circ,2$ observée à $10^h 22^m$ du matin : l'enceinte était à zéro. L'écart moyen entre les nombres directement observés et les nombres calculés par la formule est $0^\circ,03$, l'écart maximum $0^\circ,16$.

Soient V la vitesse du réchauffement que le thermomètre éprouve à la température θ sous l'action des rayons incidents et U la vitesse de refroidissement qu'il aurait à cette même température θ si l'on interceptait l'action de la source; d'après la forme même de notre formule empirique et la fidélité avec laquelle elle représente les données immédiates de l'observation, on a

$$V + U = \text{const.}$$

M. Desains a remarqué qu'il devait en être ainsi; en outre, ajoute-t-il, « cette somme constante représente l'action de la source, et, si on la multiplie par la valeur en eau de la portion du thermomètre qui s'échauffe, on a l'expression numérique de la quantité de chaleur qui tombe par l'ouverture d'admission. » (*Comptes rendus*, t. LXXVIII, p. 1455; 1874.)

La valeur M de la portion du thermomètre qui s'échauffait a été déterminée avec beaucoup de soin : on l'a mesurée directement par des expériences de refroidissement, indirectement sur un thermomètre tout semblable à ceux employés et rompu à la naissance de la tige; on a trouvé dans les deux cas

$$M = 0^{gr},222.$$

La quantité de chaleur reçue en une minute par 1 centimètre carré de surface au sommet du mont Blanc, le 16 août 1875, à $10^h 22^m$ du matin, était donc $\frac{(V+U)\,0,222}{s}$, s désignant la surface d'un grand cercle de la boule du thermomètre; ce qui donne, V + U étant égal à $6^\circ,552$,

$$q = 2^u,392.$$

Ce nombre doit être considéré comme la *mesure absolue* du rayonnement solaire au point et à l'instant considérés, les unités adop-

tées étant le centimètre, le gramme, la minute et le degré centigrade.

Tandis que j'étais au sommet du mont Blanc avec mon préparateur, M. Rigollot, qui m'a aidé dans toutes ces recherches avec un zèle et un dévouement absolus, M. Margottet effectuait au glacier des Bossons (1200^m) des mesures analogues à celles que nous prenions au sommet. Ces mesures se résument également par une exponentielle où le coefficient de t est égal à 0,40; l'erreur moyenne entre le calcul et l'observation est $0^\circ,02$, l'erreur maxima $0^\circ,16$. On a donc encore

$$V + U = \text{const.}$$

et cette constante est ici égale à $5^\circ,540$, l'excès stationnaire observé à $10^h 22^m$ étant $13^\circ,85$. On en déduit

$$q = 2^u,022.$$

Le lendemain, 17 août, j'étais aux Grands-Mulets (3050^m), presque exactement à moitié chemin de la distance comprise entre la cime et la station choisie par M. Margottet sur le glacier des Bossons. Les observations que j'y fis et celles qui furent recueillies au pied de la montagne donnent à $10^h 40^m$ du matin :

Aux Grands-Mulets..... $q = 2,057$
Aux Bossons..... $q = 1,864$

Les valeurs de l'excès stationnaire avaient été respectivemen $16^\circ,10$ et $13^\circ,1$ et les coefficients de t dans l'exponentielle par laquelle se représentent toujours aussi fidèlement les résultats 0,35 et 0,38.

L'air était plus humide, par suite les excès moindres et le refroidissement plus lent que la veille.

$V + U = \tau$ est, dans chaque cas, l'excès qu'accuserait au bout d'une minute sous l'influence de la radiation solaire le thermomètre entièrement soustrait au refroidissement. D'après la formule de Bouguer, admise par Pouillet, on devrait avoir

$$\tau = ap^\varepsilon,$$

a étant la constante solaire, ε l'épaisseur de la couche d'air traversée par les rayons et p un paramètre dépendant de l'état de l'atmosphère au jour considéré.

Cette formule suppose essentiellement que les conditions météorologiques de l'atmosphère sont restées les mêmes pendant toute la journée d'observation, ce qui ne doit se présenter que très-rarement et ce que l'on n'a aucun moyen de reconnaître avec certitude, puisqu'il ne s'agit pas ici de l'état de l'atmosphère au niveau du sol, mais bien de l'état de toute la colonne d'air traversée par les rayons solaires, depuis les limites de l'atmosphère jusqu'à la terre. Aussi Pouillet, dans une série de mesures s'étendant à plusieurs années, ne trouve-t-il que quelques rares journées pour lesquelles la formule représente bien les faits.

Des observations, antérieures à celles que je viens de rapporter, m'ont conduit à substituer à la formule de Bouguer celle-ci

$$\tau = ap^{\frac{H + (Z - z)Kf}{760}},$$

qui se réduira à la précédente si la hauteur H du baromètre et la tension de la vapeur d'eau dans toute la colonne atmosphérique ne changent pas sensiblement dans la journée entière. Dans ma formule, p est un nombre constant, z l'altitude du point considéré, Z l'altitude de la couche à partir de laquelle l'air peut être considéré comme absolument sec, K une constante.

Les expériences précédemment citées, rapprochées des données météorologiques aux lieux et heures considérés, suffisent à déterminer toutes les constantes de la formule; on en déduit

$$a = 6^{\circ},958.$$

Il en résulte pour la quantité de chaleur tombant pendant une minute sur 1 centimètre carré à la limite de l'atmosphère

$$q = 2^{u},540.$$

On trouve de même pour les quantités de chaleur reçues par une même surface de 1^{cq} en une seconde aux diverses altitudes :

A la cime du mont Blanc.....	2,392
Aux Grands-Mulets.....	2,262
Au glacier des Bossons.....	2,022
Au niveau de Paris.....	1,745

Ainsi, le 16 août 1875, à $10^{h}22^{m}$ du matin, Paris ne recevait

guère que les $\frac{2}{3}$ de la chaleur que lui envoyait le Soleil; et, dans l'absorption exercée par l'atmosphère, l'effet dû à la vapeur d'eau était presque cinq fois plus considérable que celui de l'air lui-même, si notre formule est exacte.

Un thermomètre placé dans le vide et soumis par conséquent à la seule influence du rayonnement arriverait au bout d'un certain temps à un excès stationnaire, indépendant de l'instrument employé et facile à calculer si l'on connaît la vitesse de refroidissement du thermomètre dans le vide. Cette vitesse, pour notre thermomètre, est $0,22\theta$: l'excès observé dans le vide à la limite de l'atmosphère aurait donc été, l'enceinte maintenue à zéro,

$$\Theta = 31^\circ,63.$$

On trouve de même :

	Valeur de Θ.
A la cime du mont Blanc	29,78
Aux Grands-Mulets	28,18
Aux glaciers des Bossons	25,18
Au niveau de Paris	21,73

Ces nombres sont évidemment proportionnels aux valeurs déjà citées plus haut; et le coefficient de proportionnalité indépendant des instruments employés est, d'après les nombres précédents, égal à 13 environ. Je dois ajouter toutefois que la valeur exacte de ce coefficient est probablement un peu plus élevée, toutes les causes d'erreur tendant à faire trouver pour Θ des nombres trop faibles.

La température du Soleil se déduit immédiatement des recherches précédentes si l'on admet la loi de Dulong et Petit sur le rayonnement. On trouve ainsi, pour la température effective du Soleil, 1500 degrés (la température effective du Soleil est la température qu'il devrait posséder, s'il était doué du pouvoir émissif maximum, pour émettre une quantité de chaleur précisément égale à celle qu'il nous envoie).

Mais ce calcul de la température effective est fondé sur la loi de Dulong et Petit, et, dans ces dernières années, plusieurs physiciens ont nié cette loi pour les températures élevées, c'est-à-dire pour le cas même qui nous occupe. Remarquons, cependant, que Dulong et Petit ont vérifié l'exactitude de leur loi jusqu'à la plus haute température qu'ils aient réalisée (300 degrés), et que, par conséquent, il

est assez naturel d'admettre cette loi pour toute température, jusqu'à ce que des expériences directes nous aient fait connaître le mécanisme du rayonnement des sources à haute température. Ces expériences, je les ai entreprises, mais je ne suis pas encore en mesure de me prononcer sur une question aussi difficile.

A défaut d'expériences directes, je puis toutefois, dès maintenant, invoquer deux séries de recherches par lesquelles j'ai tenté de contrôler l'évaluation relativement basse de la température solaire à laquelle on arrive par l'application de la loi de Dulong et Petit.

Je citerai, en premier lieu, les mesures par lesquelles j'ai cherché à vérifier si une source de chaleur terrestre donnerait avec mon appareil un effet comparable à celui que produit le Soleil. Ces mesures ont été faites à Allevard; la source de chaleur était la coulée d'acier d'un four Martin-Siemens. Je me suis trouvé à Allevard à une époque où, en vue de la fabrication de ces énormes roues dont on munit maintenant les locomotives à grande vitesse, la coulée qui se renouvelait toutes les douze heures se partageait seulement en cinq ou six temps, employés chacun à remplir un moule de 500 kilogrammes. Le remplissage d'un pareil moule demandait environ $1^m 30^s$; je pouvais donc faire arriver sur l'actinomètre pendant un temps connu, une minute, la radiation de la veine liquide incandescente qui s'échappait verticalement d'un orifice carré placé au-dessus du moule. Les différentes mesures que j'ai faites pendant deux journées consécutives étant parfaitement concordantes, je ne citerai qu'une seule observation, qui m'a fourni, l'appareil fermé, $14^\circ,4$ et, l'appareil ouvert à la radiation, $15,^\circ 7$. De ces données on tire facilement

$$\alpha^x = 3500 \quad \text{et, par suite,} \quad x = 1063^\circ,$$

α^x étant la radiation de la surface incandescente et x ce que jai appelé la température effective, c'est-à-dire la température que devrait posséder le corps pour que, doué d'un pouvoir émissif égal à l'unité, il rayonnât avec la même intensité que celle avec laquelle il rayonne réellement.

Or la température vraie, le métal ayant déjà coulé depuis sa sortie sur une longueur d'environ $0^m,50$, peut être évaluée avec une très-grande approximation à 1500 degrés. Appelons T cette

température, on aurait, en désignant par E le pouvoir émissif de l'acier en fusion,

$$E\alpha^T = \alpha^x, \quad \text{d'où} \quad E = 0{,}037,$$

valeur parfaitement admissible d'après les expériences de MM. de la Provostaye et Desains. Cette valeur est d'ailleurs confirmée par ce fait que, si nous supposons à la fonte en fusion précisément ce même pouvoir émissif, les mesures directes que j'ai faites sur la coulée de fonte du haut fourneau d'Allevard donnent pour cette fonte, à 1 mètre environ du trou de coulée,

$$x = 832^\circ \quad \text{et} \quad T = 1300^\circ,$$

ce qui est bien d'accord avec les nombres de M. Grüner. Tous ces calculs étant d'ailleurs basés sur l'hypothèse de la constance de α dans l'expression $M\alpha^T$ de l'intensité du rayonnement, cet accord ne paraîtra pas sans doute sans importance au point de vue de l'exactitude de la loi de Dulong aux températures élevées.

Il est d'ailleurs facile de vérifier que les résultats obtenus avec le Soleil d'une part et l'acier en fusion d'autre part sont bien entre eux dans le rapport qu'exigent mes idées sur la température du Soleil. Sans recourir à aucun calcul et en empruntant seulement à mes mesures de la radiation solaire l'une d'entre elles, à la date du 6 septembre 1874, $2^h 15^m$, dans laquelle le thermomètre est monté en une minute de $4^\circ{,}2$, on voit que dans le même temps, une minute, le thermomètre accuse sous l'influence de la radiation solaire un excès de température environ trois fois et demie plus considérable que celui dû à l'action de l'acier au sortir du four Martin-Siemens ; et, si l'on admet entre l'intensité d'une radiation et son effet actinométrique une proportionnalité qui ne peut pas être bien éloignée de la vérité, tant que l'on se renferme entre des limites suffisamment étroites, on peut déterminer immédiatement la température qu'il faudrait attribuer à la surface du Soleil pour qu'elle donnât lieu à une radiation trois fois et demie plus intense que celle de l'acier à 1500 degrés. On trouve ainsi, dans l'hypothèse d'un pouvoir émissif maximum, comme *température effective* du Soleil, 1600 degrés environ, c'est-à-dire un nombre presque rigoureusement égal à celui que j'ai été conduit à admettre comme résultat de mes mesures directes de la radiation solaire.

Si maintenant, nous rappelant le fait extrêmement important, mis en évidence par M. Hirn, de la grande transparence des gaz incandescents, nous supposons que la surface solaire rayonne comme un bain de métal en pleine fusion, les expériences précédentes nous fourniront le moyen d'obtenir avec une certaine exactitude la température de ce bain métallique. Nous en avons pu déduire, en effet, pour l'un des métaux les plus importants du globe solaire, le pouvoir émissif déterminé, sinon peut-être avec une très-grande précision, du moins (ce qui est surtout important pour le but spécial que nous poursuivons en ce moment) dans les conditions mêmes d'expérimentation adoptées pour l'étude de la radiation solaire. Si l'on accepte cette détermination comme donnant une valeur probable du pouvoir émissif de la surface du Soleil, on aura pour la température moyenne vraie de cette surface $T = 2000^\circ$ en nombre rond.

Mais le pouvoir émissif moyen de la surface solaire est encore inférieur à 0,04 ; d'après les expériences auxquelles j'ai fait allusion plus haut, je suis conduit à l'estimer sensiblement moindre; cette évaluation nouvelle conduit à $T = 2500^\circ$. Ce chiffre 2500 degrés doit être très-voisin de la vérité, parce qu'une variation même considérable du pouvoir émissif (une variation du simple au double par exemple) n'entraîne à ces hautes températures qu'une variation insignifiante du nombre de degrés obtenus. Nous resterons donc toujours forcément en face d'une température moyenne sensiblement égale à 2500 degrés. J'insiste sur ce mot de température moyenne, parce que c'est la température moyenne seule que j'ai essayé de déterminer, et que certains points de la surface du Soleil peuvent parfaitement être à une température notablement plus élevée, de même que les volcans en ignition constituent à la surface de notre globe des régions dont la température est bien supérieure à la température moyenne de la croûte terrestre. C'est donc la température moyenne du Soleil que je dis être de 2500 degrés, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que celles que nous savons produire sur notre globe.

Les éléments constitutifs du Soleil étant d'une manière générale les mêmes que ceux de notre planète, tout esprit non prévenu admettra volontiers qu'en effet la température du Soleil soit compa-

rable à celle des sources terrestres. Cette proposition, d'ailleurs, est directement vérifiable par l'expérience. Il suffira, comme l'a indiqué M. Waterston, de faire varier la température de l'enceinte dans laquelle se trouve le thermomètre soumis à la radiation solaire. Si la température du Soleil est infiniment grande par rapport à celles dont nous pouvons disposer, l'excès accusé par le thermomètre restera constant. Si, au contraire, la température du Soleil est comparable à celle des sources terrestres, l'excès thermométrique sera d'autant plus faible que la température de l'enceinte sera elle-même plus élevée ; en particulier, l'action du Soleil sur le thermomètre n'amènerait plus aucune augmentation dans le nombre de degrés marqués par l'instrument, si l'enceinte avait déjà la température du Soleil.

J'ai donc opéré dans des enceintes de plus en plus chaudes à l'aide de l'appareil figuré ci-contre (*fig.* 2), et, contrairement à ce

Fig. 2.

qui devrait se passer dans le cas d'une température infinie du Soleil, j'ai vu décroître la valeur absolue de l'excès indiqué par l'instrument au fur et à mesure que j'élevais la température de l'enceinte.

Le décroissement, toutes réserves faites sur la variation des chaleurs spécifiques, est déjà très-sensible pour des températures de 100 à 150° seulement; et le calcul appliqué à ces nouvelles expériences nous ramène encore à la même valeur 2500° de la température moyenne de la surface du Soleil.

Il faut donc de toute nécessité renoncer à ces millions de degrés par lesquels plusieurs physiciens croyaient encore récemment pouvoir représenter la température du Soleil, et se ranger à l'idée d'un soleil chaud de quelques milliers de degrés seulement. Telle est, du moins je l'espère, la conclusion que l'on tirera de cet ensemble de recherches par lesquelles j'ai tâché, en multipliant les expériences et variant les méthodes, de hâter la solution de ce difficile mais séduisant problème de physique cosmique.

NOUVEAU MANOMÈTRE DESTINÉ A MESURER LES HAUTES PRESSIONS;

PAR M. L. CAILLETET.

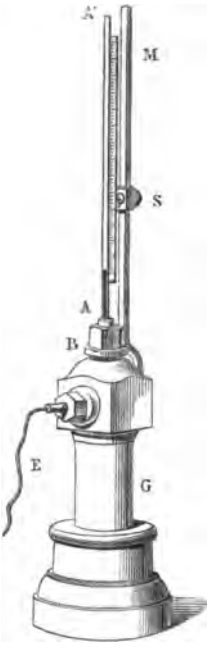
Dans les nombreuses recherches que j'ai faites sur les pressions élevées, j'ai pu constater combien l'exactitude des indications, fournies par les divers manomètres que j'ai expérimentés, laissait à désirer.

Dans l'impossibilité où j'étais d'établir un manomètre à air libre pour mesurer des pressions de 800 ou 900 atmosphères, ce qui aurait exigé un tube vertical de plus de 600 mètres, et ne pouvant me fier aux indications fournies par les manomètres dont je disposais, j'ai dû interrompre mes expériences sur la compressibilité des gaz, expériences qui exigeaient la détermination exacte des pressions auxquelles j'opérais. Mais, en étudiant récemment les déformations que subit un réservoir cylindrique en verre lorsqu'on le comprime sur ses parois extérieures, j'ai constaté que la diminution du volume de cette enveloppe est exactement proportionnelle à la pression exercée.

Les expériences que j'ai faites en employant des enveloppes de verre de diverse nature et que j'ai poussées jusqu'à l'écrasement du cylindre démontrent que la diminution du volume du réservoir reste proportionnelle à la pression, jusqu'à un point voisin de la

rupture, et que de plus le verre ne subit pas de déformation permanente. Le manomètre qui fait l'objet de cette Note, et que j'emploie dans mes recherches actuelles, est basé sur les propriétés que je viens de rapporter. Sa construction est d'une grande simplicité. Il se compose d'une sorte de thermomètre de verre (*fig.* 1), dont

Fig. 1.



le réservoir cylindrique, fermé par des calottes sphériques, est rempli d'un liquide coloré quelconque ou mieux encore de mercure. Le tube capillaire AA', exactement calibré, qui est soudé au réservoir, porte un renflement destiné à le fixer, au moyen de gutta-percha, dans un ajutage de cuivre. Ainsi disposé, cet ajutage ferme hermétiquement, au moyen de la vis B, l'orifice d'un tube d'acier G faisant fonction de réservoir et pouvant résister aux plus hautes pressions qu'on doit mesurer.

Le liquide envoyé par l'appareil compresseur arrive dans le réservoir G par le tube fin en cuivre E. Lorsque la pression s'exerce sur les parois du cylindre de verre, le liquide déplacé par la dimi-

nution du volume du réservoir s'élève dans le tube capillaire à des hauteurs correspondant à des pressions qui sont déterminées pour chaque appareil à l'aide d'une graduation préalable.

Il est indispensable de maintenir fixe la température de l'appareil pendant les expériences de longue durée. Cela est facile ; on le plonge soit dans de la glace fondante, soit dans de l'eau à température constante. Dans les déterminations rapides, ces précautions sont même inutiles : il faut s'assurer seulement, avant de donner la pression, que le niveau du liquide dans le tube capillaire coïncide bien avec l'origine de la graduation de l'échelle divisée. Si la coïncidence n'était pas complète, on l'établirait en faisant glisser la règle sur la tige M, au moyen du bouton à vis S.

On comprend que la sensibilité des manomètres construits sur ce principe peut être aussi grande qu'on le désire, puisque, pour la faire varier, il suffit de modifier les rapports des dimensions du réservoir et du tube capillaire.

Grâce à l'obligeance de M. Mascart, j'ai pu comparer les indications de mon appareil avec celles du manomètre à air libre du Collége de France et m'assurer que le liquide déplacé par la diminution de l'enveloppe de verre s'élève à des hauteurs qui sont exactement proportionnelles aux pressions exercées sur ses parois. En effet, il doit en être ainsi, car si l'on prend pour abscisses les pressions et pour ordonnées les volumes du piézomètre, la compressibilité du verre étant très-petite, ce volume varie peu ; de sorte que, pour des pressions p et p' très-différentes, les volumes v et v' diffèrent fort peu ; par conséquent la courbe, quelle qu'elle soit, diffère très-peu d'une ligne droite. Il résulte de là que la diminution du volume du réservoir doit être proportionnelle à l'accroissement de la pression, et cela dans des limites très-étendues, *pourvu que le volume varie peu*. Cette démonstration, que je dois à M. Moutier, me semble à l'abri de toute critique et me fait espérer que le manomètre, très-simple, que je viens de décrire, pourra rendre de nombreux services à la Science et à l'Industrie.

SUR LA PÉNÉTRATION DES CHARGES DANS LES CORPS ISOLANTS FIXES ET EN MOUVEMENT [1];

PAR M. A. RIGHI.

1. Une lame isolante peut paraître à l'état naturel, lorsqu'elle a sur ses deux faces des charges opposées presque égales en valeur absolue. Il suffit, pour les reconnaître, de mettre la lame entre deux disques conducteurs, et, après les avoir fait commmuniquer, de les porter à un électroscope. C'est ainsi qu'il faut s'assurer que les lames qui doivent servir aux expériences sont bien déchargées; si elles ne le sont pas, il suffit de toucher *en même temps* les deux faces de chacune, avec des flammes.

Pour étudier les charges d'une lame, il faut se garder de la toucher avec des corps conducteurs; on tient la lame très-près d'un électroscope par l'une de ses faces, et l'on approche peu à peu de l'autre face un plateau conducteur non isolé; on observe si l'indication de l'instrument croît ou diminue. On retourne la lame et l'on répète l'expérience. On comprend que, presque toujours, on pourra décider du signe des charges des deux faces de la lame, et même voir si l'une d'elles est à l'état naturel. Lorsqu'on ne tient pas à connaître les quantités des charges, mais seulement leur signe, on peut se servir des deux plateaux, comme précédemment. Enfin, si l'on désire connaître la somme algébrique des charges d'une lame, il suffit de la mettre à l'intérieur d'un conducteur isolé, et de mesurer la charge induite en celui-ci.

2. Avec ces précautions, on peut constater qu'une lame isolante, chargée par frottement sur l'une de ses faces, acquiert sur l'autre une charge de signe contraire, lorsque celle-ci touche un conducteur, surtout non isolé (par exemple du mercure, pourvu qu'on tienne compte des charges de contact), ou lorsqu'elle est touchée par les gaz chauds d'une flamme ou des charbons ardents, ou par l'air humide, ou enfin lorsque la face non frottée est près d'un conducteur armé de pointes. Dans le cas de l'air humide, la charge

---

[1] *Nuovo Cimento*, 2e série, t. XIV, p. 132.

induite se forme spontanément peu à peu. Sa valeur limite en tout cas est telle, que *son action sur le conducteur* (*ou sur les points voisins du gaz*) *détruise l'action opposée de la face frottée.* La pénétration d'une charge peut s'effectuer aussi dans une lame déchargée, par influence d'un corps électrisé voisin.

3. Si l'on frotte la face A d'une lame d'au moins 3 ou 4 millimètres d'épaisseur, et si on la porte pendant un temps très-court sur une flamme, de manière que celle-ci soit du côté de l'autre face B, en approchant de l'électroscope la face B, on n'a pas d'indication; mais, en retournant la lame, l'instrument accuse la charge de A. Si, après cela, on présente à la flamme la face A, en approchant celle-ci de l'électroscope, on n'a pas de mouvement; mais, retournant la lame, la face B montre une charge opposée à celle de A. On peut continuer ainsi beaucoup de fois. La lame se décharge peu à peu, comme on décharge un condensateur en touchant tour à tour ses armatures. Pour avoir la décharge complète, il faut donc que les deux faces de la lame soient en même temps touchées par la flamme.

4. Si l'on touche l'une des faces de la lame électrisée négativement A, par une lame isolante B à l'état naturel, les points touchés de A se chargent aussi d'électricité contraire. En effet, si une molécule *a* de la lame A touche la molécule *b* de la lame B, les deux molécules *a* et *b* forment un petit conducteur, dans lequel par influence *a* sera positive et *b* négative. Si les deux lames ne se touchent pas, mais si la lame B est en contact avec un conducteur, c'est la lame B qui se charge positivement. Avec une double lame ainsi construite, on peut répéter les expériences précédentes, et, en séparant les deux lames, étudier aisément leurs charges.

Si l'on a une série de lames superposées et en contact, et si l'on charge négativement par frottement la face extérieure de la première, tous les points de contact entre les lames se chargeront, et chaque lame intermédiaire présentera des charges opposées sur ses deux faces, *les charges négatives étant tournées du côté de la charge négative inductrice.* C'est donc à tort qu'on cite cette expérience, que l'on doit à Buff, comme preuve de la polarisation des corps isolants. Cette polarisation, qui, selon l'énoncé de Belli, a lieu comme si les molécules des corps isolants étaient de petits

conducteurs isolés, indiquée par les expériences de Faraday et Matteucci, est démontrée par celles de Felici [1].

5. Si, entre une lame rectangulaire A d'ébonite (caoutchouc durci), chargée négativement et un peigne métallique non isolé parallèle aux petits côtés du rectangle, se trouve une deuxième lame B de même grandeur et parallèle à la lame A, la lame B acquiert une charge positive, certainement moindre en quantité absolue que celle de l'inductrice; mais, comme elle occupe une petite surface sur la lame B, il peut se faire que sa densité superficielle soit plus grande. Si donc on met en mouvement la lame B, de manière à la faire glisser toute sur le peigne, elle doit acquérir une charge positive plus grande que la négative de la lame A. Si, en effet, l'on enferme les deux lames ensemble dans un conducteur isolé, celui-ci se montre positif.

La charge induite, de densité plus grande que l'inductrice, peut aussi se former sur l'une ou l'autre des deux faces de la lame frottée même. Il suffit de frotter fortement une lame rectangulaire, et puis de la faire glisser sur le peigne, pour qu'après elle se montre de signe contraire. Ainsi, si, entre les frottoirs et les peignes d'une machine à frottement, on approche du plateau de verre un peigne (formé d'aiguilles à coudre) en communication avec le sol, le verre qui y arrive positif s'en éloigne négatif, et les conducteurs de la machine se chargent négativement.

Ces expériences sur les charges acquises par les corps isolants en mouvement donnent la clef de bien des phénomènes présentés par les machines à induction, ainsi que je le montrerai dans un prochain article.

DESCRIPTION D'UN LOCH A CADRAN INDIQUANT A TOUT INSTANT LA VITESSE D'UN NAVIRE;

PAR M. MAREY.

Lorsque Pitot imagina de mesurer la vitesse d'un courant d'eau à l'aide du tube qui porte aujourd'hui son nom, il comprit que le

---

(1) *Voir* t. II, n° 14 de ce Journal, p. 75, et n° 35, p. 329.

problème était réversible et que le même appareil pouvait exprimer la vitesse avec laquelle on le transporte dans un liquide immobile. Pitot indiqua donc expressément que son appareil peut servir à mesurer le sillage d'un navire. Darcy, en modifiant le tube de Pitot, montra que, sous sa forme primitive, cet instrument ne pouvait être utilement employé; il lui donna la disposition qui est généralement acceptée aujourd'hui par les ingénieurs hydrauliciens.

Deux tubes verticaux parallèles, t, t', sont coudés à angle droit à leur extrémité inférieure, comme dans la *fig.* 1, et ces branches coudées, a, a', s'ouvrent en sens inverse l'une de l'autre. Quand on plonge ces deux tubes dans une rivière, de façon que l'un d'eux présente son ouverture au courant de l'eau, l'autre s'ouvre par conséquent en sens opposé. Or, dans le premier tube, le niveau s'élève au-dessus de celui de la rivière, et cela d'autant plus que le courant est plus rapide. Le niveau de l'autre tube se tient au-dessous de celui de la rivière, d'une quantité égale à celle dont le premier s'est élevé. Cette disposition est celle que Pitot avait imaginée; elle est fort peu pratique, car le changement de niveau qui se produit dans les deux tubes se passe très-près de la rivière et exigerait, pour être apprécié, que l'œil de l'observateur fût placé à fleur d'eau. Darcy imagina de déplacer le lieu où se produit cette dénivellation et de l'amener, sous l'œil de l'observateur, à une hauteur commode. Pour cela, il réunit, par en haut, les branches verticales t_1, t'_1, des deux tubes en un tube unique T, et par cette branche unique exerce une aspiration sur les deux tubes de Pitot à la fois. L'eau s'élève dans ces deux colonnes jusqu'à la hauteur que l'on juge commode, et, en s'élevant, les niveaux conservent la différence qu'ils présentaient sous l'influence de la vitesse de la rivière.

Sous cette forme, l'instrument de Darcy pourrait servir à mesurer la vitesse d'un bateau, si les tubes traversant la coque plongeaient dans l'eau leurs extrémités coudées, pendant qu'à l'intérieur un observateur mesurerait, à chaque instant, la différence de leurs niveaux. Mais il faudrait supposer ce bateau dans des conditions à peu près irréalisables, glissant sans roulis ni tangage sur une eau dont aucune vague ne viendrait rider la surface. La moindre oscillation du bateau, se transmettant à l'instrument, im-

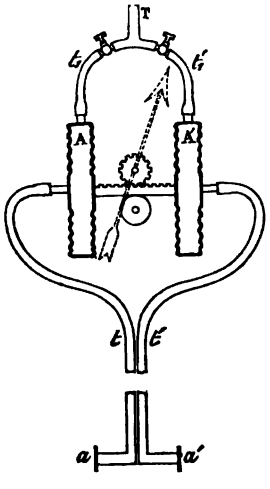
primerait aux colonnes liquides une agitation qui rendrait la lecture impossible; ces oscillations auraient des périodes différentes pour les deux colonnes, dont la longueur n'est pas égale; enfin les vagues, faisant sans cesse varier la pression de l'eau sur les tubes immergés, tiendraient leurs niveaux dans une agitation continuelle.

Le loch dont je propose l'emploi est en quelque sorte un appareil de Darcy, dépourvu d'oscillations et soustrait aux influences perturbatrices dont il vient d'être parlé; il n'accuse, en effet, que la différence des pressions qui existent dans les deux tubes de Pitot immergés.

Deux capsules, A, A', semblables à celles des baromètres anéroïdes, mais remplies d'air, sont montées sur un même cadre métallique, parallèlement l'une à l'autre. Leurs faces qui se regardent sont réunies par une pièce de cuivre dentée en crémaillère à son bord supérieur, tandis que le bord inférieur est plat et court sur un galet. La crémaillère actionne un pignon dont l'axe porte une aiguille qui tourne sur un cadran diviseur.

Si l'on fait arriver une pression quelconque dans l'une des capsules manométriques, celle-ci se gonflera et poussera la crémaillère contre la capsule opposée; dans son transport latéral, la cré-

Fig. 1.



maillère fera tourner le pignon et par suite l'aiguille, qui marquera

un certain nombre de degrés; mais si l'on envoyait dans ces capsules deux pressions égales, ces efforts égaux et contraires se neutraliseraient parfaitement, la crémaillère ne bougerait pas, l'aiguille resterait fixe sur le cadran. Cet instrument ne signale que des différences de pression entre les deux capsules; suivant le sens de la marche de son aiguille et le nombre de degrés parcourus, il indique le sens et la valeur de cette différence de pression.

Il s'agit d'envoyer dans ces capsules manométriques les pressions inégales que la vitesse d'un bateau crée dans deux tubes de Pitot immergés.

Le procédé de Darcy, c'est-à-dire l'aspiration, sert à faire arriver l'eau dans les deux capsules manométriques du loch. A cet effet, la partie supérieure de ces capsules porte un tube de caoutchouc de petit calibre, mais à parois épaisses, capable de résister à la pression atmosphérique, mais assez flexible pour ne pas gêner les mouvements de l'appareil. Ces tubes, réunis en T, servent à faire l'aspiration jusqu'à ce que l'appareil soit purgé d'air et rempli d'eau. On les ferme alors et l'instrument est prêt à fonctionner.

Placé sur une table, dans un bateau, cet instrument se montre indifférent aux influences perturbatrices qui feraient osciller l'appareil de Darcy. On peut enfoncer les tubes de Pitot à différentes profondeurs, leur imprimer de brusques mouvements verticaux de plongement sans que la position de l'aiguille varie. Au contraire, tout changement dans la vitesse s'accuse par une indication que l'on peut rendre aussi grande que l'on désire en sensibilisant l'instrument. Je n'ai pu jusqu'ici expérimenter cet appareil que sur un lac et sur la Seine, où j'obtenais, bien entendu, suivant le sens de la marche du bateau, des indications très-différentes, car un loch ne peut fournir que l'expression de la vitesse relative du bateau par rapport à l'eau; j'espère avoir l'occasion d'expérimenter en mer.

Le loch à cadran peut être transformé en appareil inscripteur qui fournirait la courbe des variations de la vitesse, et si, au moyen d'une disposition probablement facile à réaliser, on rendait les ordonnées de ces courbes proportionnelles aux vitesses, les aires mesurées au planimètre indiqueraient le chemin parcouru. Mais telle n'est pas, je pense, l'utilité que cet appareil présente. On a,

paraît-il, d'autres lochs qui indiquent avec une précision suffisante le chemin parcouru, mais qui se prêtent difficilement à la mesure rapide de la vitesse actuelle. En effet, jeter le loch, compter le temps, estimer les tours d'hélices ou les nœuds qu'on a filés, cela constitue une opération relativement longue, qu'on ne fait à bord que deux ou trois fois par jour, et qu'on ne saurait répéter à chaque instant pour contrôler les effets de telle ou telle manœuvre.

Imaginons, au contraire, que le commandant ait sous les yeux un cadran qui exprime la vitesse actuelle, il réglera aisément ses manœuvres d'après les effets mêmes qu'elles produisent sur la marche. Un voilier saura ce qu'il gagne ou ce qu'il perd en vitesse, suivant la quantité de toile qu'il déploie ou qu'il cargue. Dans les évolutions d'escadres, chaque navire pourra régler sa vitesse comme il le doit, d'après le rang qu'il occupe. Enfin, au moment de l'entrée au port ou de la sortie, un capitaine pourra contrôler sa vitesse et s'assurer qu'elle n'excède pas le degré que la prudence recommande. Qu'on me pardonne ces appréciations sur la valeur d'un instrument qui n'a pas encore fait ses preuves, elles ne m'appartiennent pas ; ce sont celles de plusieurs commandants de vaisseau, auxquels j'ai demandé si un indicateur continu de vitesse pourrait rendre des services, et qui m'ont dit qu'un pareil instrument serait fort utile pour la rapidité et la sécurité de la navigation.

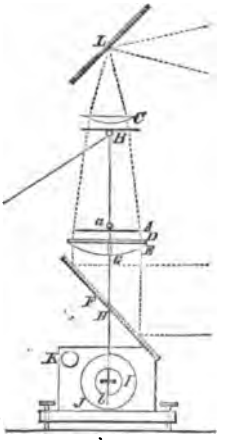
G.-F. BARKER. — On a new vertical lantern-galvanometer (Nouveau galvanomètre à projection); Communication faite le 7 mai 1875 à la Société Philosophique américaine.

L'auteur fait l'historique des divers moyens qui ont été successivement employés pour projeter les indications du galvanomètre. Il rappelle la méthode de Gauss et Weber, qui consiste, comme on le sait, à recevoir sur un écran le faisceau lumineux réfléchi sur un miroir fixé perpendiculairement aux aiguilles d'un galvanomètre ordinaire, et la méthode de M. Tyndall qui projette, au moyen d'une lentille, l'image réfléchie par un miroir incliné à 45 degrés du cadran et de l'aiguille d'un galvanomètre vivement éclairé.

Il mentionne ensuite la méthode de Mayer [1], qui place, sur la lentille condensante de l'appareil vertical de projection bien connu des physiciens [2], une aiguille aimantée, mobile sur une graduation circulaire gravée sur verre; en face de ses deux extrémités, sont disposées perpendiculairement à son axe deux spirales plates, traversées par le courant; puis une autre méthode du même physicien [3], qui consiste à fixer sur l'une des extrémités du système astatique d'un galvanomètre ordinaire un index vertical, qui se meut devant une graduation gravée à l'intérieur de la cloche du galvanomètre, et à projeter cette graduation sur un écran. Enfin nous rappellerons ici le galvanomètre de M. Duboscq [4], qui se place sur son appareil vertical de projection, et dont le cadran en verre, muni d'une graduation photographiée d'un diamètre supérieur au grand axe de la bobine, rend facile la projection du cadran et des extrémités de l'aiguille.

M. Barker se sert de l'appareil vertical de projection dont nous

Fig. 1.



venons de parler. L'aiguille *a*A (*fig.* 1), suspendue à un fil de soie

(1) *American Journal of Science*, juin 1872, et *Journal de Physique*, t. I, p. 371.
(2) *Journal de Physique*, t. I, p. 372.
(3) *American Journal of Science*, avril 1873, et *Journal de Physique*, t. III, p. 100.
(4) *Journal de Physique*, t. I, p. 372. M. Duboscq a présenté, dans la séance du 17 décembre 1875, un galvanomètre à projection que nous ferons connaître dans un prochain numéro.

aB et mobile sur une graduation D gravée sur verre, est fixée à un fil d'aluminium aH qui traverse librement trois orifices, pratiqués dans la lame graduée D, dans la lentille condensante E et dans le miroir réflecteur F. Ce fil porte à sa partie inférieure une seconde aiguille I plus petite, mobile dans l'intérieur d'une bobine circulaire J, et constituant avec l'aiguille supérieure un système plus ou moins astatique. La bobine est protégée par une cage, qui constitue le socle de l'appareil. Les ouvertures que traverse le fil d'aluminium ne sont pas visibles par projection, car elles sont recouvertes par l'aiguille supérieure, qui est élargie dans sa partie médiane. On peut donner à ce galvanomètre une sensibilité aussi grande que l'on voudra. On placera, dans ce but, au-dessous du miroir inférieur, un système de bobines analogues à celles de M. Thomson [1] et l'on introduira le système astatique, en remplaçant par un index d'aluminium l'aiguille supérieure qui se meut sur la graduation.

A. Crova.

O. CHWOLSON. — Notiz zur Theorie der Interferenzerscheinungen (Notice sur la théorie des interférences); *Ann. de Pogg.*, t. CLVII, p. 469; 1876.

L'auteur étudie les phénomènes d'interférence présentés par deux faisceaux dont la lumière n'est pas parfaitement homogène. Voici le principe de son calcul :

Soit un faisceau lumineux complexe dont les éléments ont des durées de vibration comprises entre $B - \tau$ et $B + \tau$, τ étant une quantité très-petite par rapport à B. Composons deux à deux les rayons présentant une différence de longueur d'onde correspondant à τ, et posons pour abréger $\frac{B}{\tau} = r$. Le mouvement vibratoire d'une particule d'éther, soumise à l'action du faisceau, est donné approximativement par l'équation

$$y = A \cos \frac{\pi t}{Br} \sin 2\pi \frac{B}{t};$$

A est l'amplitude du mouvement vibratoire que produirait le fais-

---

[1] *Journal de Physique*, t. II, p. 419.

ceau s'il était homogène. L'amplitude du mouvement vibratoire du faisceau hétérogène $A \cos \frac{\pi B}{rt}$, est soumise à des variations dont la période est de r vibrations de la molécule d'éther.

Soit à étudier l'interférence de deux faisceaux complexes identiques présentant une différence de marche

$$Y = A \cos \frac{\pi}{r}\left(\frac{t}{B} - \frac{x}{\lambda}\right) \sin 2\pi \left(\frac{t}{B} - \frac{x}{\lambda}\right),$$

$$Y' = A \cos \frac{\pi}{r}\left(\frac{t}{B} - \frac{x'}{\lambda}\right) \sin 2\pi \left(\frac{t}{B} - \frac{x'}{\lambda}\right).$$

Posons

$$\frac{\pi}{r}\left(\frac{t}{B} - \frac{x}{\lambda}\right) = \alpha, \quad 2\pi \frac{x - x'}{\lambda} = \delta.$$

On trouve pour expression de l'amplitude S de la vibration résultante

$$S = A \sqrt{\cos^2\alpha + \cos^2\left(\alpha + \frac{\delta}{2r}\right) + 2\cos\alpha \cos\left(\alpha + \frac{\delta}{2r}\right)\cos\delta}.$$

Pour $x - x' = n\lambda$ ou $\delta = 2n\pi$, la théorie élémentaire des interférences donne un maximum d'intensité indépendant de n. La valeur correspondante de S est

$$S_1 = 2A \cos \frac{n\pi}{2r} \cos \frac{\pi}{r}\left(\frac{t}{B} - \frac{x' + x}{2\lambda}\right),$$

et l'intensité lumineuse est

$$I_1 = 4A^2 \cos^2 \frac{n\pi}{2r}.$$

Elle décroît avec n; on obtient de même, pour $\delta = (2n+1)\pi$,

$$I_2 = 4A^2 \sin^2 \frac{(2n+1)\pi}{4r},$$

qui croît avec n. En aucun point l'intensité n'est égale à zéro.

Les valeurs de δ

$$\delta = \begin{cases} (2n+1)\pi \dfrac{2r}{2r+1} \\ (2n+1)\pi \dfrac{2r}{2r-1} \end{cases}$$

correspondent à des points remarquables, pour lesquels l'amplitude de la vibration est constante, c'est-à-dire où la vibration s'effectue comme sur un rayon homogène.

E. Bouty.

E. LOMMEL. — Elementare Behandlung einiger optischen Probleme (Solution élémentaire de quelques problèmes d'Optique); *Annales de Pogg.*, t. CLVI, p. 578.

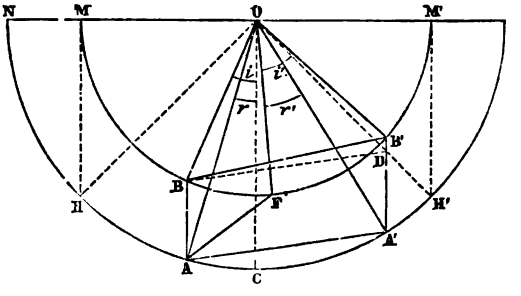
I. — *Minimum de déviation d'un prisme.*

On connaît la formule qui donne la déviation des rayons,

$$d = i - r + i' - r' = i + i' - \alpha.$$

Il suffit de chercher le minimum de $i + i'$. Pour construire les angles r, r', i', on décrit (*fig.* 1) les cercles OM, ON de rayons 1 et n

Fig. 1.



indice de réfraction du prisme. Soient OC la normale à la face PQ, $BOC = i$, on mène AB parallèle à OC et $AOC = r$, on fait $COA' = r'$; la parallèle A'B' à OC détermine l'angle $COB' = i$, et

$$AOA' = r + r' = \alpha.$$

Si les deux angles r et r' sont inégaux, la corde BB' est toujours plus longue que AA'; car, dans le triangle BDB', BD parallèle à $AA' < BB'$. Dans un seul cas, $BB' = AA'$ lorsque $r = r'$; l'angle d'incidence est $\frac{\alpha}{2}$, et cette position du rayon incident par laquelle $i = i'$ correspond au minimum de déviation.

On a supposé les rayons incident et émergent du même côté des normales correspondantes; dans le cas contraire, ces angles seraient construits du côté opposé de OC et comptés négativement; un seul des deux couples peut être négatif dans le cas où $\alpha <$ HOC. On obtient tous les cas possibles, en faisant tourner l'angle AOA′ autour de O; la position extrême OH du côté OA correspond à $i = 90$, OC à $i = 0$; OH′ est la position limite de OA′, $i' = 90$, si l'on transporte le triangle OA′B′ en OAF,

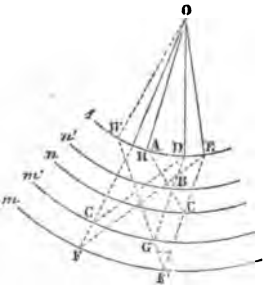
$$\text{BOF} = i - r + i' - r' = d, \quad \text{BAF} = r + r' = \alpha;$$

de là on conclut la construction donnée par M. Radau (*Annales de Poggendorff*, t. CXVIII, p. 452). On décrit les cercles 1 et n, on mène OB parallèle au rayon incident, AB normale à la face d'entrée, AF normale à la face de sortie, OA est la direction du rayon dans l'intérieur du prisme et OF celle du rayon émergent.

II. — *Achromatisme d'un prisme.*

La construction précédente donne facilement l'angle d'un prisme de substance connue, qui ramène au parallélisme deux rayons colorés séparés par un prisme d'une autre substance. Soient n et n' les indices de ces rayons dans le premier prisme, m et m' dans le deuxième; on décrit les cercles 1, n, n', m, m'. Soient OA le rayon

Fig. 2.



incident, AC et CE normales aux faces d'entrée et de sortie du premier prisme, OD et OE sont les rayons émergents qui tombent sur le deuxième. Soit DG la normale à la première face de ce prisme; les normales à la face de sortie menées par les points G et F doivent rencontrer le cercle 1 en un même point, l'angle

cherché est donc EFG, OH est le rayon émergent et AOH la déviation; la construction se simplifie lorsque les deux faces en regard sont parallèles, EF se confond avec EC, et EF′G′ est l'angle demandé.

Une construction analogue s'applique au spectroscope à vision directe (Radau, *Ann. Pogg.*, t. CXVIII).

L'auteur termine en appliquant sa méthode à la théorie de l'arc-en-ciel. A. Daguenet.

R. CLAUSIUS. — Ueber ein neues Grundgesetz der Elektrodynamik (Sur un nouveau principe de l'électrodynamique); *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 657; déc. 1875. — Ueber das Verhalten des elektrodynamischen Grundgesetzes zum Princip von der Erhaltung der Energie, und über eine noch weitere Vereinfachung des ersteren (Rapports de ce nouveau principe avec le principe de la conservation de l'énergie. Simplification de son énoncé); *Annales de Poggendorff*, t. CLVII, p. 489; 1876.

On sait que la formule d'Ampère, exprimant l'action réciproque de deux éléments de courants, peut être modifiée d'une infinité de manières, dès qu'on ne s'astreint pas à supposer que la force est dirigée suivant la droite qui joint les deux éléments; il est permis d'ajouter à chacune des composantes un terme qui disparaisse par l'intégration, lorsque l'on calculera l'action d'un courant fermé sur un élément. M. Clausius propose la formule

$$cii'\,ds\,ds'\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx}\cos\varepsilon - \frac{d\frac{1}{r}}{ds}\frac{dx'}{ds'}\right)$$

pour la composante de cette force parallèle à l'axe des x. De même que M. Weber a rattaché la formule d'Ampère à des attractions ou répulsions des molécules électriques, dépendant à la fois des distances et des vitesses relatives de celles-ci, M. Clausius montre que la formule proposée par lui peut se déduire de l'hypothèse suivante : La force qui sollicite une molécule e d'électricité, dont les coordonnées sont x, y, z et la vitesse v, en présence d'une autre molécule e, dont les coordonnées sont x', y', z' et la vitesse v', a pour composante, suivant l'axe des x, ε étant l'angle des vitesses,

$$-ee'\left[\frac{d\frac{1}{r}}{dx}(1 - kvv'\cos\varepsilon) + k\frac{d}{dt}\frac{dx'}{dt}\right].$$

Cette force n'est pas dirigée suivant ee' et l'action de e sur e' n'est pas égale à celle de e' sur e; mais le travail produit par un déplacement infiniment petit des masses électriques peut se mettre sous la forme

$$-d\frac{ee'}{r}(1+kvv'\cos\varepsilon),$$

et est, par conséquent, une différentielle exacte, seul avantage de ces formules sur celle de Weber.

POTIER.

V. DVOŘÁK. — Ueber die Schallgeschwindigkeit des Wassers in Röhren (Sur la vitesse du son dans les colonnes liquides); *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 157; 1875.

M. Dvořák avait tenté, depuis longtemps, l'expérience que firent MM. Kundt et Lehmann ([1]), de faire vibrer, par communication, des colonnes liquides.

Au lieu de limaille de fer, M. Dvořák employa de la poudre à tirer, privée du nitre par le lavage.

En faisant vibrer longitudinalement un tube de verre rempli d'eau, on obtient des stries dans la poudre, mais peu régulières. M. Dvořák réussit mieux par la méthode suivante :

Il prit un tube horizontal de 2 mètres de long, ayant une extrémité fermée à la lampe, et l'autre extrémité ouverte repliée verticalement, environ de la largeur d'une main; on remplit d'eau le tube, de telle sorte que la partie verticale ne soit qu'en partie remplie. On ébranle ensuite fortement la colonne d'air qui reste en soufflant avec la bouche; on change la hauteur du son en ajoutant ou ôtant de l'eau. La poudre, mise dans le tube, montre, après quatre ou cinq ébranlements, des rides très-régulières; néanmoins la distance des nœuds était irrégulière, et de là M. Dvořák conclut que l'on ne peut employer les figures données par les poudres dans des tuyaux fermés, pour déterminer la vitesse du son dans les liquides.

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. V, p. 159, 1876.

Pour avoir une colonne libre aux deux extrémités, il recourba le même tube à l'extrémité fermée sur une longueur très-faible (la largeur d'un doigt), et y laissa une grosse bulle d'air. La colonne d'eau formait ainsi une colonne ouverte aux deux bouts, et donna des vibrations énergiques avec des nœuds équidistants.

M. Dvořák mesura le son produit à l'aide du monocorde, et en déduisit, ainsi que de la mesure de la distance de deux nœuds, la vitesse du son dans l'eau, renfermée dans des tubes de diamètres divers, avec des épaisseurs de parois variables. Voici le résultat de ses recherches :

DIAMÈTRE intérieur.	ÉPAISSEUR des parois.	VITESSE DU SON.
17,9	0,82	998
11,7	0,63	1046
8,46	0,52	1164
15	2	1213
11	2	1281

On ne constata pas de double réfraction aux nœuds. M. Dvořák n'est pas d'accord avec M. Kundt sur la nécessité de prendre de l'eau absolument privée d'air. Les petites bulles d'air se transportent rapidement pendant les vibrations vers les nœuds où elles forment de grosses bulles. Cagniard de Latour avait déjà observé que, dans un tube rempli d'eau et vibrant longitudinalement, les bulles d'air se déplacent le long des parois, et que l'air dissous dans le liquide se dégage pendant les vibrations de ce dernier.

On voit que M. Dvořák n'est pas complétement d'accord avec MM. Kundt et Lehmann sur la manière d'opérer. L'insuccès du premier physicien avec des tubes fermés ne doit tenir qu'à ce que le fond d'un tube fermé à la lampe n'est pas assez inébranlable pour donner des ondes réfléchies un peu intenses, quand on emploie un mode d'ébranlement aussi faible. Celui qu'ont employé MM. Kundt et Lehmann, consistant à faire vibrer le liquide, à l'aide d'une tige de verre ébranlée longitudinalement, est le plus énergique et le plus efficace pour obtenir des sons élevés et intenses.

A. TERQUEM.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS; 1875.

5e série. — Tome IX, 1875. (Suite).

S. W. BURNHAM. — Dédoublement de l'étoile principale Σ 1097, p. 302.

En examinant l'étoile BAC 2470, Struve l'avait déjà trouvée triple, la distance des composantes étant de 20″ et de 25‴ à l'étoile principale ; en examinant cette dernière, M. Burnham, à qui l'on doit un nombre considérable de découvertes de ce genre, vient de la dédoubler encore et de montrer que les deux étoiles qui la composent sont distantes de 0″,7 seulement. Le plus remarquable de cette découverte est qu'elle a été faite avec un objectif de Clark de 0m,152 seulement de diamètre (6 pouces anglais). Avec un grossissement de 400, cet objectif sépare nettement les deux étoiles : c'est là la preuve d'une qualité extraordinaire qui fait de cet objectif un des plus parfaits qui existent, et lui permet de rivaliser, malgré ses petites dimensions, avec les grands instruments de nos observatoires.

Dans le même journal, page 457, M. Burnham donne les positions des composantes de HI41 (Lalande 32725) qui sont distantes de 1″2, et qu'il déclare n'être pas un objet difficile pour son petit objectif.

CAREY-LEA.— Sur l'influence des substances colorées sur les substances sensibles à la lumière, p. 355.

L'auteur confirme, par de nouvelles expériences, les résultats d'un premier travail (voir *Journal de Physique*, p. 254, 1875), et montre par de nouveaux faits que la loi du Dr Vogel ne peut être soutenue.

H.-A. ROWLAND.— Manière de projeter les phénomènes de diamagnétisme, p. 357.

Il n'est pas nécessaire, pour montrer et étudier le diamagnétisme, d'employer des appareils très-puissants. En projetant les déviations, on peut réduire l'appareil aux plus petites dimensions tout en conservant assez de sensibilité pour opérer sur les corps les moins diamagnétiques. M. Rowland montre ainsi dans ses cours

toutes les expériences de diamagnétisme au moyen d'électro-aimants qui n'ont pas plus de $0^m,15$ de long, de sorte que l'appareil entier ne pèse pas plus de 1 ou 2 kilogrammes. Il résulte des formules de M. Thomson que, si l'on constitue deux électro-aimants avec des barreaux semblables situés au centre de bobines également semblables, et dont la longueur de fil soit proportionnelle au carré des dimensions homologues, le même courant passant dans ces deux sytèmes produira des effets égaux sur des points semblablement placés par rapport aux électro-aimants. On peut donc obtenir avec un petit appareil les mêmes effets qu'avec un grand, à condition de réduire toutes les dimensions dans le même rapport.

J. TROWBRIDGE. — Construction du galvanomètre de Gaugain, p. 383.

L'auteur calcule les erreurs que peut amener dans cet instrument une évaluation inexacte de la distance de l'aiguille à la bobine et du rayon de cette dernière.

W.-R. MORSE. — Courants induits produits par l'application de l'armature d'un aimant en fer à cheval, p. 386.

On prend un barreau de fer doux en forme de fer à cheval; la partie centrale est entourée d'une bobine où passe un courant qui aimante les deux branches du fer à cheval; autour d'une de celles-ci est une petite bobine dont le circuit contient un galvanomètre. Le courant produit dans la petite bobine quand on ferme le circuit de la bobine magnétisante est plus intense lorsque les deux branches du fer à cheval sont réunies par une armature.

L'auteur étudie ensuite les courants qui se produisent dans la petite bobine quand, au lieu d'employer du fer doux, on se sert, comme armature, d'un second électro-aimant en fer à cheval.

C.-J. BELL. — Distribution des décharges électriques de disques circulaires, p. 458.

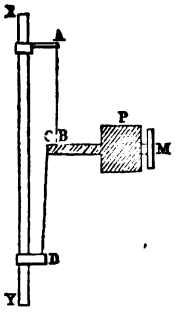
M. Bell examine la disposition et la forme des figures de Lichtenberg que l'on obtient sur une plaque de verre recouverte de poudre de lycopode quand cette plaque repose sur une lame métallique en communication avec l'un des pôles de la bobine de

Ruhmkorff, dont l'autre pôle est en relation avec des disques métalliques que l'on approche du verre à des distances variables.

OGDEN N. ROOD. — Application du pendule horizontal à la mesure des petits changements de dimension des corps solides, p. 444.

Le pendule horizontal se compose essentiellement d'une masse pesante P, retenue au moyen de deux fils métalliques AB, CD, de façon à pouvoir tourner autour d'un axe vertical XY, en étant complétement soustrait à l'action de la pesanteur. Dans ses articles sur le pendule horizontal (*Poggendorff's Annalen*, 1873, t. CL, p. 131), Zöllner a montré qu'un instrument de cette sorte pouvait être rendu assez libre même pour obéir à la force attractive de la Lune.

Fig. 1.



Si l'on incline légèrement l'axe XY du pendule (*fig.* 1), celui-ci se mettra à tourner, et, au moyen d'un miroir M fixé au poids P, on pourra apprécier le mouvement. Avec la forme d'appareil que propose M. Ogden Rood, et qu'il serait trop long de décrire ici, la sensibilité est telle qu'elle permet d'apprécier et de mesurer une élévation de $0^{mm},000002$ dans une des trois vis calantes qui supportent l'axe XY. On pourra donc s'en servir pour apprécier les plus petits changements de dimension d'un corps solide, en posant simplement l'une des vis calantes sur ce corps. M. Ogden Rood se propose de la sorte d'étudier tout d'abord les changements de dimensions longitudinales, et même transversales, que l'aimantation produit dans un barreau de fer.

ALFRED ANGOT.

(*A suivre.*)

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome I. — Avril 1876.

LORD RAYLEIGH. — *Sur les vagues*, p. 257.

CARL FROMME. — *Sur le magnétisme des barres d'acier*, p. 293.

G. JOHNSTONE STONEY. — *Sur le radiomètre de Crookes*, p. 305.

WALTER BAILY. — *Nouvel arrangement du micromètre du spectroscope automatique*, p. 314.

Annales de Poggendorff.

Tome CLVII. — N° 4. — Année 1876.

A. WINKELMANN. — *Conductibilité des gaz pour la chaleur* (2e partie), p. 497.

H. WEBER. — *Théorie du galvanomètre* (suite et fin), p. 355.

F. NEESEN. — *De la réaction élastique*, p. 579.

W. HOLTZ. — *Appareil destiné à mesurer la durée de la décharge par la rotation du point d'où part l'étincelle*, p. 596.

R. KÖNIG. — *Diapasons qui peuvent donner des notes différentes*, p. 621.

R. COLLEY. — *Supplément au Mémoire intitulé : Recherches expérimentales sur le travail effectué par le courant galvanique dans un cas particulier*, p. 624.

E. EDLUND. — *Réponse aux remarques faites par M. William Weber relativement à l'induction unipolaire*, p. 630.

A. TERQUEM. — *Préparation du liquide glycérique de Plateau et son emploi dans l'étude des anneaux des lames minces*, p. 632.

F. KOHLRAUSCH. — *Sur la réduction des mesures d'intensité de courant aux mesures mécaniques données par MM. William Weber et R. Kohlrausch*, p. 641.

G. HELM. — *Remarque sur une expérience de M. Edlund*, p. 645.

G. KLEIN. — *Est-ce Œrsted ou Schweigger qui a découvert l'électromagnétisme?* p. 647.

J. PULUJ. — *Détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur*, p. 649.

ERNECKE. — *Modèle de plan incliné*, p. 656.

ERNECKE. — *Appareil pour la démonstration du parallélogramme des forces*, p. 659.

SUR LES LOIS DU MOUVEMENT VIBRATOIRE DES DIAPASONS;

PAR M. E. MERCADIER.

Je me suis occupé de l'étude des vibrations des diapasons en acier. Je leur donne une forme prismatique, c'est-à-dire une section rectangulaire constante, et je suppose que cette forme se continue même dans la partie courbe, où les branches parallèles sont raccordées par un demi-cylindre au milieu duquel se trouve la tige, forgée en même temps que les branches, et nullement rapportée après coup. J'appelle *épaisseur* de l'instrument la dimension parallèle aux vibrations et *largeur* la dimension qui leur est perpendiculaire.

I. *Variation de la largeur.* — On place un diapason sur un support muni d'un électro-aimant et d'un interrupteur destiné à entretenir électriquement les vibrations du diapason à l'état de régime permanent, et à côté d'un autre électro-aimant dont la palette, armée d'un style, reproduit les battements d'une horloge à secondes. On enregistre ces battements et les vibrations du diapason sur un cylindre tournant recouvert de papier enfumé. On obtient ainsi à $\frac{1}{1000}$ près au moins, ainsi que je l'ai montré précédemment (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXVI, p. 1256), le nombre de périodes par seconde du diapason. On recommence l'expérience dans des conditions identiques, après avoir limé le diapason des deux côtés, en lui laissant partout une nouvelle largeur constante, et ainsi de suite.

Voici un exemple des résultats qu'on obtient en opérant ainsi :

Largeurs du diapason. . . .	35,3 mm	30,90 mm	24,8 mm
Nombres de périodes. . . .	144,7	144,7	144,9

On voit que la variation du nombre des périodes est insignifiante, bien qu'on ait diminué la largeur du tiers et réduit ainsi le poids de l'instrument de 1550 à 1100 grammes.

On peut donc en conclure, ce qu'il était naturel de penser, que *la variation de la largeur d'un diapason prismatique, toutes*

choses égales d'ailleurs, n'a pas d'influence sensible sur le nombre de ses vibrations.

II. *Variation de l'épaisseur.* — Si l'on fait les mêmes expériences en diminuant successivement l'épaisseur sans toucher aux autres dimensions et en ayant bien soin que ces épaisseurs soient constantes en tous les points, on reconnaît que le nombre des vibrations change beaucoup.

Voici un tableau des résultats obtenus avec un diapason de 30 centimètres de longueur environ :

Épaisseurs	10,25 mm	9,25 mm	8,58 mm	7,70 mm	6,02 mm	4,37 mm
Nomb. de périodes.	87,98	81,18	74,32	67,43	54,88	40,00

Si l'on construit une courbe dont les abscisses représentent les épaisseurs, et les ordonnées les nombres de périodes, en remarquant d'ailleurs que l'origine doit être un point de la courbe, on voit que cette courbe ne diffère pas sensiblement d'une ligne droite.

Donc *le nombre des vibrations d'un diapason prismatique est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnel à son épaisseur.*

III. *Variation de la longueur.* — Les deux branches d'un diapason ont des mouvements identiques : il ne s'agit donc que de la longueur d'une branche; mais comment définir cette longueur? Est-ce la projection l sur l'axe de l'instrument de la ligne médiane de la branche, ou bien sa longueur L *rectifiée?* J'ai considéré ces deux longueurs simultanément; j'ai déterminé pour chacune d'elles le produit de son carré par le nombre des périodes, en réduisant successivement un long diapason de 30 centimètres à 6 centimètres environ. Voici le tableau des résultats obtenus dans treize expériences consécutives :

Longueurs (l)	Nombre (n) de périodes par seconde.	nl^2	nL^2
295,4 mm	40,00	3485720	3767480
275,2	45,95	3480023	3782236
255,7	53,24	3481937	3806819

Longueurs (l)	Nombre (n) de périodes par seconde.	nl^2	nL^2
mm 216,2	74,11	3464050	3847567
196,1	89,80	3453259	3877654
176,5	110,25	3434508	3904945
156,5	139,54	3417614	3947726
136,2	182,62	3387601	3994630
116,4	247,05	3350245	4057055
96,6	354,54	3308567	4158400
86,4	438,07	3274135	4219928
76,4	549,37	3231944	4293327
57,0	974,00	3142124	4570008

Il résulte de l'examen de ce tableau que les produits nl^2 et nL^2 ne sont pas constants; ils varient d'une manière continue : l'un décroît, l'autre croît; mais la variation de nL^2 est deux fois plus rapide que celle de nl^2. Considérons donc ce dernier.

On voit qu'on peut couper un tiers du diapason sans que l'erreur qui consiste à admettre que nl^2 est constant dépasse 0,01 : en coupant le second tiers, cette erreur n'arrive qu'à 0,03 environ; à partir de ce moment, elle arrive assez rapidement à 0,1; mais il faut considérer qu'alors, si l'on a en vue l'assimilation d'un diapason à une verge droite, l'influence de la partie courbe sur la partie droite augmente rapidement.

On peut déjà conclure de cela, au point de vue pratique, qu'un diapason étant donné, dépassant 10 centimètres de longueur, si l'on veut diminuer sa période d'une petite quantité, on peut parfaitement admettre que le nombre des vibrations varie en raison inverse du carré de la longueur, et calculer *a priori*, en conséquence, la longueur du diapason à couper pour obtenir la diminution de période que l'on veut.

Mais on peut chercher à diminuer cette restriction en augmentant en même temps l'approximation que donnerait cette loi. A cet effet, déterminons la longueur y qu'il faut ajouter à l pour que les deux produits $n(l+y)^2$, relatifs à la treizième et à la première expérience, soient égaux. Il suffit de poser

$$n'(l'+y)^2 = n(l+y)^2,$$

équation dans laquelle

$$n' = 974, \quad n = 40, \quad l' = 57,0, \quad l = 295,4.$$

En résolvant cette équation, on trouve $y = 3^{mm},8$. Ainsi il suffit d'ajouter à chaque valeur de l cette petite longueur de $3^{mm},8$, qui n'est que les 0,012 environ de la longueur totale du diapason, pour que les produits $n(l+y)^2$ soient constants; ils sont alors égaux à 3576040.

On peut conclure de ce qui précède que *le nombre des vibrations d'un diapason prismatique est, toutes choses égales d'ailleurs, en raison inverse du carré de la longueur,* en prenant pour longueur la projection sur l'axe de la ligne médiane d'une branche augmentée d'une petite longueur auxiliaire, qui ne dépasse pas le 0,01 de la longueur totale, et qu'on peut négliger quand il s'agit de diapasons dont la longueur dépasse 12 à 15 centimètres.

On a donc, pour représenter les lois du mouvement des diapasons prismatiques, la formule suivante, semblable à celle qui se rapporte au mouvement des verges élastiques droites :

$$n = k\frac{e}{(l+y)^2} \quad \text{ou} \quad n = k\frac{e}{(1,012l)^2},$$

n étant le nombre de périodes, e l'épaisseur, l et y les longueurs précédemment indiquées, k une constante qu'on peut déterminer à l'aide d'une expérience quelconque.

Pour les diapasons en acier, j'ai trouvé $k = 818270$.

Le coefficient qui affecte la valeur de l est purement empirique. Il paraît difficile de le déterminer autrement que par l'expérience. On ne doit pas s'attendre d'ailleurs à obtenir dans les applications de la formule une grande précision, en songeant à la complexité du système représenté par un diapason, aux différences que peuvent présenter deux diapasons en apparence identiques, par suite des différences dans la qualité de l'acier, dans la façon dont ils sont recourbés, forgés, trempés. On ne s'étonnera donc pas de trouver, entre les valeurs de n observées et les valeurs calculées d'après la formule ci-dessus, des divergences sensibles.

Voici les résultats obtenus pour trois diapasons d'épaisseurs et de largeurs différentes :

DIAPASONS.	e	$1,012\,l$	n calculé.	n observé.	DIFFÉRENCES.	ERREURS relatives moyennes.
	mm	mm				
N° 1.....	10,2	238,73	146,4	144,7	— 1,7	0,011
N° 2.....	7,0	269,2	79,0	77,7	— 1,3	0,016
N° 3.....	3,75	325,5	29,0	29,7	+ 0,7	0,023

Il y a là des erreurs relatives, variant de 1 à 2 pour 100, qui ne paraîtront pas considérables, je pense, si l'on a égard aux observations précédentes, et qui, d'ailleurs, n'ont pas d'importance au point de vue pratique de la construction des diapasons. En ce cas, en effet, il suffit parfaitement de pouvoir calculer *a priori* les dimensions à donner à un instrument pour qu'il ait, à 1 ou 2 pour 100 près, le nombre de périodes par seconde que l'on veut.

IV. Pour comparer les résultats ainsi obtenus expérimentalement à ceux que peut donner la théorie mathématique de l'élasticité, considérons une verge prismatique droite de longueur l et d'épaisseur ε. La théorie donne, pour le nombre n' de vibrations d'un pareil corps,

$$n' = \frac{\lambda a \varepsilon}{2\pi\sqrt{3}\,l^2},$$

a étant la vitesse du son dans la lame élastique considérée et λ étant une racine positive de l'équation

$$(e^{ml} + e^{-ml}) \cos ml + 2 = 0,$$

les valeurs diverses de ml correspondant aux harmoniques successifs de la lame. En résolvant cette équation par approximations successives, on trouve [1], pour la valeur de la première racine relative au son fondamental,

$$\lambda = 1,87011.$$

On en conclut

$$n' = \frac{(1,87011)^2 a \varepsilon}{2\pi\sqrt{3}\,l^2},$$

[1] Poisson, *Mécanique*, t. II, p. 390.

et, pour la valeur du coefficient k mentionné ci-dessus,

$$k = \frac{(1,87011)^2 a}{2\pi\sqrt{3}}.$$

Mais, pour appliquer ces formules au cas d'un diapason, l doit être remplacé par $1,012\,l$ et par suite λ par $1,012\,\lambda$, c'est-à-dire $1,89255$.

De plus, n' représente le nombre de *vibrations* de la verge par seconde; pour avoir le nombre de *périodes* n que nous avons considéré, il faut prendre la moitié des valeurs précédentes.

Il en résulte définitivement

$$k = \frac{(1,89255)^2 a}{2\pi\sqrt{3}}, \quad n = k\frac{1}{2}\frac{\varepsilon}{(1,012\,l)^2}.$$

En prenant pour la vitesse du son dans l'acier le nombre donné par Wertheim et se reportant à la valeur ci-dessus de k déduite de l'expérience, on a

$$a = 4985^{m}, \quad k \begin{cases} \text{calculé} \ldots\ldots & 820131 \\ \text{observé} \ldots\ldots & 818270 \end{cases}.$$

Différence entre les deux valeurs, 1861; erreur relative moyenne, $\frac{1861}{819200} = 0,002$ environ.

La concordance est donc complète entre les résultats de l'observation et ceux de la théorie.

V. *Variation de l'amplitude.* — Lorsqu'on veut employer un diapason entretenu électriquement à produire des interruptions de courants parfaitement égales, ou à exécuter un petit travail mécanique, ou enfin à produire des figures acoustiques qu'on veut projeter, on est forcé de lui donner d'assez grandes amplitudes. Il y a lieu de se demander alors si l'*isochronisme* des vibrations que suppose la formule mathématique et que j'ai démontré expérimentalement (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXVI, p. 1256), quand on ne dépasse pas 2 ou 3 millimètres d'amplitude, existe encore.

On peut employer trois procédés pour faire cette étude.

1° Le premier procédé consiste à donner à l'électrodiapason en

expérience des amplitudes de moins en moins grandes, en maintenant chacune d'elles constante pendant dix ou vingt secondes. On enregistre chaque fois les vibrations sur le cylindre tournant, ainsi que les battements de la palette de l'électro-aimant qui bat la seconde.

D'ailleurs, pour pouvoir mesurer facilement et exactement l'amplitude, on ralentit le mouvement du cylindre au commencement et à la fin de l'expérience, afin que le style du diapason décrive une courbe à spires si serrées qu'elles ressemblent à des hachures contiguës.

Parmi les nombreuses séries d'expériences que j'ai faites, je donnerai comme type le tableau suivant ; tous les autres donnent des résultats analogues :

Amplitudes.....	mm 9,0	mm 5,6	mm 5,2	mm 4,6	mm 2,6	mm 1,5
Nombre de périodes par seconde.....	27,89	27,91	27,915	27,92	27,92	27,92

On voit nettement par ce tableau que le nombre de périodes augmente pendant que l'amplitude décroît depuis 9 millimètres jusque vers 5 millimètres ou $4^{mm},5$; à partir de ce moment, ce nombre se maintient constant. La variation est très-faible : elle ne porte que sur le quatrième chiffre. Elle s'élève au maximum à 0,03 ; en la rapportant à la moyenne des valeurs extrêmes 27, 89 et 27, 92, on obtient $\frac{0,03}{27,90}$ ou $\frac{3}{2790} = \frac{1}{930}$, variation très-petite, mais néanmoins incontestable.

2° Le second procédé expérimental consiste à donner au diapason l'amplitude maximum possible, puis à supprimer brusquement l'entretien électrique du mouvement en interrompant le courant de la pile. Le diapason vibre alors uniquement en vertu de son élasticité ; son amplitude décroît graduellement depuis la valeur maximum qu'on lui a donnée jusqu'à zéro.

On mesure sur les graphiques les nombres de vibrations par seconde correspondant à 2, 4, 6,..., 10,..., 20,... secondes successives.

Si la grandeur de l'amplitude n'avait pas d'influence sur la durée de la période, tous les nombres ainsi obtenus devraient être égaux. Or il n'en est rien ; ils sont graduellement croissants jusqu'à une certaine limite, ainsi que le montre la série suivante, prise comme exemple :

Nombre de secondes	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
Nombre de périodes par seconde.	27,82	27,825	27,83	27,83	27,83	27,83	27,83	27,835	27,833	27,835
Nombre de secondes	22	24	26	28	30	32	34	36	38	40
Nombre de périodes par seconde	27,835	27,833	27,835	27,84	27,84	27,84	27,84	27,84	27,84	27,84

On a ici une variation du nombre de périodes de même sens que celle que le tableau précédent met en évidence. Elle est de $\frac{2}{2780} = \frac{1}{1390}$ environ, plus petite que la précédente, mais l'amplitude au départ était aussi plus petite, $7^{mm},50$. On voit encore que le nombre de périodes tend vers une limite constante, qui est ici 27,84, et qui est atteinte dès que l'amplitude arrive à 3 millimètres environ.

3° Enfin on peut employer un procédé optique qui consiste à produire avec deux diapasons semblables armés de miroirs une figure acoustique, l'ellipse qui caractérise l'unisson par exemple. On les désaccorde légèrement, de façon que l'ellipse se déforme graduellement en passant par toutes ses variétés successives. Appelons *durée de la période de déformation* le temps mis par la courbe à repasser dans le même sens par l'une de ses variétés, par exemple par l'une des diagonales du rectangle circonscrit.

On pointe électriquement sur un cylindre tournant tous les passages de la courbe à cette diagonale, de façon à pouvoir ensuite relever sur le graphique les durées de chaque période de déformation.

Cela posé, maintenant constante l'amplitude de l'un des diapa-

sons, on donne à l'autre une amplitude aussi grande que possible et on la laisse ensuite décroître graduellement.

Si l'amplitude n'avait pas d'influence sur l'isochronisme, la durée des périodes de déformation devrait rester constante. Le tableau suivant, qui est le relevé d'une expérience, montre qu'il n'en est rien : l'amplitude y a varié de 8 millimètres à zéro.

Nos des périodes de déformation.....	1re	2e	3e	4e	5e	...	12e	...	15e	...
Durée de ces périodes en secondes.....	5,54	5,55	5,54	5,55	5,55	...	5,56	...	5,58	...

De la quinzième période à la cinquantième, la durée reste égale 5s,58.

Cette méthode d'observation conduit donc au même résultat que s précédentes.

On doit donc conclure de ce qui précède : 1° *que la durée de la ériode du mouvement vibratoire des diapasons augmente ou iminue avec l'amplitude;* 2° *que cette variation, même par des mplitudes considérables de* 1 *centimètre, est très-faible et ne orte que sur le quatrième chiffre;* 3° *que, si l'on ne dépasse pas ne certaine limite qu'on peut fixer à* 4 *millimètres, on peut regarer la durée de la période comme constante.*

Cette dernière loi vient donc confirmer la conclusion pratique ue j'avais déduite d'études précédentes.

La théorie mathématique de l'élasticité indique que les vibraions d'un diapason doivent être *isochrones;* mais les résultats ciessus ne sont qu'en apparence en contradiction avec les indications e la théorie. En effet, la théorie repose sur deux hypothèses : on dmet : 1° *que les vibrations sont rectilignes;* 2° *que leur amplitude est très-petite.* Or, si ces deux hypothèses peuvent être regardées comme très-suffisamment satisfaites quand l'amplitude ne dépasse pas 3 ou 4 millimètres, il n'en est pas de même évidemment quand elle dépasse cette limite, et surtout quand on arrive à des amplitudes de 7, 8, 9, 10 millimètres. Le désaccord, si faible d'ailleurs, entre l'expérience et la théorie n'est plus alors étonnant : c'est le contraire qui le serait.

VI. *Influence de la température sur la durée de la période.* — On a vu plus haut que le nombre de périodes par seconde d'un diapason dont la longueur dépasse 13 centimètres était représenté par la formule suivante, identique à celle que fournit la théorie de l'élasticité par les tiges élastiques :

$$n = k\frac{\varepsilon}{l^2}.$$

En remplaçant la vitesse du son a par $\sqrt{\frac{q}{d}}$, k, quantité constante pour un même diapason, est représentée par

$$k = \frac{(1,89255)^2\sqrt{q}}{2\pi\sqrt{3}\sqrt{d}},$$

q étant le coefficient d'élasticité de l'acier et d sa densité; de telle sorte que la valeur définitive de n est

$$n = \frac{1}{2}\frac{(1,892255)^2\sqrt{q}}{2\pi\sqrt{3}\sqrt{d}}\frac{\varepsilon}{l^2}.$$

Lorsque la température de l'instrument varie, les dimensions ε et l de l'instrument varient suivant les lois connues de la dilatation: il en est de même de la densité d. Le coefficient d'élasticité q varie aussi, mais la loi de cette variation n'est pas connue; on n'a sur ce sujet, au point de vue expérimental, que des expériences de Wertheim qui manquent certainement de précision et auxquelles on ne peut se fier sans réserve.

Dans ces conditions, je me suis d'abord occupé de chercher expérimentalement l'influence approximative de la température.

J'ai exposé un diapason dans une chambre ouverte, à une température assez basse; j'ai ensuite fermé la chambre et l'ai chauffée graduellement, en inscrivant de temps en temps pendant dix secondes les vibrations de l'instrument, à une température constante indiquée par un bon thermomètre appliqué à l'une des branches.

Voici, par exemple, les résultats de quatre mesures :

Températures.....	3°,5	10°,0	18°,0	26°,0
Nombre de périodes par sec.	27,90	27,89	27,86	27,84

Ainsi le nombre des périodes décroît à mesure que la température s'élève.

La variation est faible; elle ne porte que sur le quatrième chiffre, comme celle qui résulte de la variation d'amplitude.

En admettant que le coefficient d'élasticité ne change pas avec la température, en se rappelant que l'épaisseur ε et la longueur l d'un diapason varient proportionnellement au binôme de dilatation linéaire de l'acier $(1+\lambda t)$, que la densité d varie en raison inverse du binôme de dilatation cubique $(1+\alpha t)$, et en exprimant que $\alpha = 3\lambda$, on peut calculer le rapport $\frac{n'}{n''}$ des nombres de périodes du diapason à deux températures t' et t''.

On trouve ainsi, toutes simplifications faites, en négligeant des termes qui contiennent λ^2,

$$n' = n''\left[1+\tfrac{1}{2}\lambda(t''-t')\right].$$

Cette formule montre bien que le nombre n', qui correspond à la température la plus basse, est plus grand que celui n'', qui correspond à la température la plus élevée, conformément à l'expérience.

Mais, si l'on fait le calcul pour les températures $t' = 3^\circ,5$, $t'' = 26^\circ$, en prenant pour λ la moyenne des valeurs trouvées par divers observateurs pour l'acier, et rapportées dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes*, $\lambda = 0,000011268$, on trouve que, si $n'' = 27,84$, valeur donnée par l'expérience,

$$n' = 27,84 \times 1,000141 = 27,8439\ldots.$$

de telle sorte que le quatrième chiffre n'est pas altéré.

La conclusion remarquable qui paraît ressortir de là, c'est que la variation dans le nombre de périodes qui se produit quand on fait varier la température est principalement due à l'influence de la température sur le coefficient d'élasticité que nous avions supposé constant dans les calculs ci-dessus.

En résumé, il résulte de cette étude de l'influence de l'amplitude et de la température sur le mouvement vibratoire d'un diapason les conséquences suivantes :

L'isochronisme des vibrations d'un diapason n'est pas absolument rigoureux; la durée de sa période dépend de l'amplitude et de la température.

Au point de vue pratique de l'emploi d'un diapason comme chronographe ou interrupteur, *un instrument ne donnera des résultats absolument identiques à des époques différentes que si l'on opère à la même température, et si l'on donne aux vibrations la même amplitude.*

Si l'on n'a pas besoin d'une identité complète, et de grandes amplitudes, ce qui est le cas le plus ordinaire, *pourvu qu'on ne dépasse pas une amplitude de* 3 *à* 4 *millimètres et qu'on opère à des températures peu différentes, on est certain d'avoir le même nombre de périodes par seconde à* 0,0001 *près.*

SUR LA DÉTERMINATION DE LA TEMPÉRATURE DE SOLIDIFICATION DES LIQUIDES, ET EN PARTICULIER DU SOUFRE;

PAR M. D. GERNEZ.

La détermination de la température à laquelle s'effectue le passage d'un corps de l'état solide à l'état liquide, ou le passage inverse, présente, malgré son apparente simplicité, des incertitudes qui n'ont été dissipées que pour un nombre de substances relativement restreint, même lorsque le changement d'état se produit brusquement, c'est-à-dire lorsque le corps solide devient subitement liquide pour une variation infiniment petite de la température. La lenteur avec laquelle se produit la fusion d'un corps dans un bain à température constante peu supérieure au point de fusion et l'imparfaite conductibilité des substances qui permet à certaines régions du liquide d'atteindre des températures supérieures à celle de la partie non fondue ont conduit à substituer à la détermination du point de fusion celle, *supposée* identique, du point de solidification ; mais il arrive souvent dans ce cas que les mesures se trouvent faussées par suite des phénomènes de surfusion. On peut, comme je vais l'indiquer, utiliser ces phénomènes pour déterminer la température de solidification des liquides avec une précision qui n'est limitée que par la patience de l'expérimentateur.

A cet effet, on met dans un tube de verre de 3 centimètres de

diamètre, fermé à un bout, une quantité du corps solide telle, qu'à l'état liquide il forme une couche de 5 à 6 centimètres de hauteur ; on dispose, suivant l'axe du tube, un thermomètre retenu par un bouchon et dont le réservoir, assez petit pour n'avoir sur la température du liquide ambiant qu'une influence négligeable, descend jusqu'à quelques millimètres du fond du tube sans le toucher; puis on détermine la fusion du corps en l'introduisant dans un bain d'eau ou de paraffine de quelques degrés supérieur au point de solidification présumé. Lorsque le corps est entièrement fondu, on amène le tube dans un bain à température constante inférieure à la température cherchée, et l'on attend que les indications de deux thermomètres, l'un intérieur, l'autre extérieur, ne diffèrent que très-peu. On accélère ce résultat en faisant tourner le tube autour de son axe, ce qui ne provoque pas la solidification, à moins que, dans ce mouvement, le thermomètre ne frotte contre les parois du tube baignées par le liquide. Le corps étant ainsi à l'état de surfusion, on introduit par un deuxième trou du bouchon une fine aiguille de verre dont l'extrémité est recouverte d'une très-petite quantité de la matière à l'état pulvérulent, et l'on amène cette extrémité dans le liquide dont elle détermine aussitôt la solidification. Pour activer le phénomène, on fait tourner le bouchon autour de son axe, ce qui déplace la tige et promène cylindriquement les germes cristallins autour du thermomètre. On suit alors les indications de cet instrument, qui atteint bientôt un maximum, lequel n'est sûrement pas supérieur au point de solidification, mais peut lui être inférieur. On recommence alors l'expérience en prenant pour température du bain ambiant le maximum précédent, et, en opérant de la même manière, on détermine la solidification du liquide; on trouve que le thermomètre indique un maximum supérieur au précédent. Après deux ou trois essais de ce genre, on arrive à des températures qui ne diffèrent les unes des autres que d'une fraction de degré négligeable; on prend la température la plus élevée pour température de solidification de la substance, en lui faisant subir la correction provenant de ce que toute la tige du thermomètre n'est pas baignée par le liquide.

J'ai mis à profit la précision que comporte ce procédé, notamment pour éclaircir les diverses particularités que présente le chan-

gement d'état du soufre, et voici quels sont les principaux résultats auxquels je suis parvenu :

Le résultat le plus simple est relatif au soufre insoluble dans le sulfure de carbone obtenu par épuisement de la fleur de soufre : la solidification de cette variété se produit à 114°,3, quelle que soit la température à laquelle on l'ait fondue ; ainsi, dans toutes les expériences, je n'ai pas trouvé une différence supérieure à $\frac{1}{10}$ de degré entre la température de solidification de soufre qui a été porté à l'ébullition et celle où se solidifie le même corps qui n'a été chauffé qu'à 170 degrés et même à 121 degrés.

Cette constance du point de solidification ne se retrouve pas dans les autres variétés. Pour le soufre octaédrique, la température de solidification est la plus élevée quand on a produit la fusion à la température la plus basse possible, par exemple à 121 degrés : dans ce cas, elle atteint 117°,4 ; si l'on a porté le liquide à 144 degrés, elle n'est plus que 113°,4 ; elle descend à 112°,2 pour le soufre maintenu cinq minutes à 170 degrés, température où il est très-visqueux et où, suivant les expériences de M. Berthelot, se produit le maximum de soufre insoluble ; à partir de cette valeur, elle s'élève rapidement à 114°,4, température de solidification du soufre qui a été porté aux diverses températures comprises entre 200 et 447 degrés. Cette dernière valeur est sensiblement la même que celle qui correspond à la solidification du soufre insoluble.

Il doit sembler singulier, à première vue, que le point de solidification du soufre octaédrique chauffé à 170 degrés soit inférieur de plus de 5 degrés au point de solidification du soufre fondu à 121 degrés et de plus de 2 degrés à celui du soufre insoluble, bien que le soufre chauffé à 170 degrés ne soit qu'un mélange contenant une fraction de son poids de soufre insoluble. On peut se rendre compte de cette particularité si l'on assimile un mélange de soufre soluble et de soufre insoluble aux alliages qui sont plus fusibles que chacun des métaux qui entrent dans leur constitution.

Quant au soufre prismatique, la température de sa solidification dépend de son état antérieur. S'il provient du soufre insoluble, il se comporte comme lui ; cependant, lorsqu'on le soumet à plusieurs fusions et solidifications successives, en ne dépassant pas beaucoup la température de fusion, le point de solidification peut s'élever de plus d'un degré. De même, s'il provient de soufre octaédrique,

son point de solidification dépend de la température à laquelle on l'a porté. Ainsi, lorsqu'il provient de soufre chauffé à 170 degrés, dont le point de solidification est 112°,2 et qu'il a été liquéfié entre 120 et 123 degrés, la température de solidification s'elève graduellement à chaque fois, et, après un nombre de fusions et de cristallisations suffisant, elle redevient égale à 117°,4.

Il résulte évidemment de là que le soufre prismatique, qui n'est généralement obtenu que par voie de fusion et cristallisation spontanée, ne peut pas être considéré comme une substance ayant toujours des propriétés identiques, bien qu'elle soit cristallisée, les cristaux ayant un point de solidification qui dépend de la température à laquelle ils ont été portés antérieurement. Il faut sans doute attribuer les différences observées à l'existence d'une certaine quantité de soufre insoluble mélangée au soufre soluble en proportions qui dépendent de la température à laquelle on a chauffé le corps soumis à l'expérience, et qui diminuent à mesure qu'on l'expose à un plus grand nombre de fusions et solidifications successives aux plus basses températures possibles.

Le soufre mou, le soufre en fleur et le soufre en canons conduisent, comme on pouvait s'y attendre, à des résultats intermédiaires entre ceux que j'ai signalés pour le soufre insoluble et le soufre octaédrique qui entrent tous deux dans leur constitution.

Ces particularités rendent compte de la diversité des nombres donnés pour la température du changement d'état du soufre par des observateurs dont il n'y a pas lieu de mettre en doute l'habileté : je vais rappeler quelques-uns de ces nombres pour montrer les écarts qu'ils présentent, bien qu'il s'agisse d'un des corps qu'il est extrêmement facile d'obtenir à l'état de pureté. Berzelius indique 104°,5, M. Dumas 107, Thenard 108, Dalton 108-109, Wöhler 111, Marchand et Scheerer 111,75-112, Frankenheim 112°,2. M. Brame 110-113, M. Pisati 113-113°,5, M. Regnault 113°,6, M. Brodie 114°,5 (octaédrique), Person 115°, M. Brodie 120° (prismatique), M. Silvestri 124°-125°.

Ces résultats font voir aussi combien sont tenaces les modifications qui résultent de la trempe du soufre, puisqu'il faut, pour les faire disparaître, un nombre considérable de fusions et de cristallisations successives.

APPAREIL POUR LA PROJECTION DES CORPS PLACÉS HORIZONTALEMENT;

PAR M. J. DUBOSCQ.

Cet appareil, dont le premier modèle a été construit en 1866, et dont la disposition première est décrite tome I, p. 372 du *Journal de Physique,* sert à projeter tous les corps solides ou liquides qui ne peuvent affecter que la position horizontale et dont on veut montrer les formes extérieures.

A cet effet les rayons parallèles ou divergents de la source lumineuse tombent sur un miroir M placé à 45 degrés (*fig.* 1 et 2) sur lequel ils se réfléchissent, traversent une lentille L ou condenseur

Fig. 1.

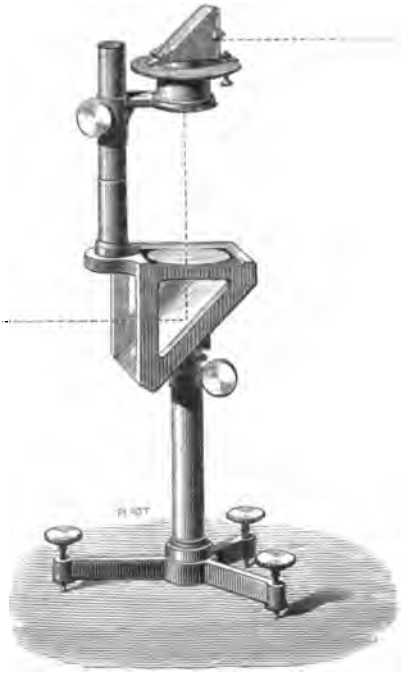
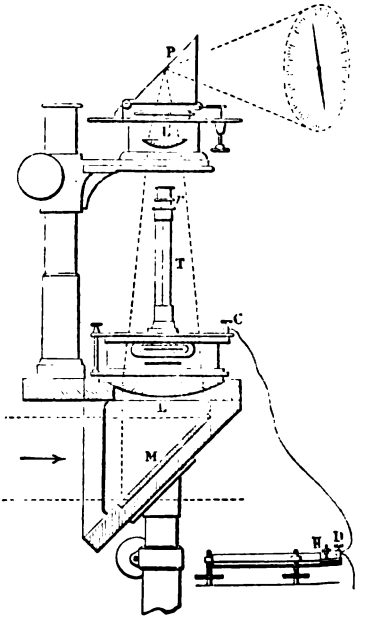


Fig. 2.



qui les concentre sur un prisme à réflexion totale P qui les renvoie sur l'écran. Un objectif achromatique L′ projette agrandie l'image de l'objet placé sur le condenseur.

Comme exemple d'expériences que l'on peut montrer en projection à l'aide de cet appareil, nous citerons entre autres :

Phénomènes de magnétisme. — Pôles et ligne neutre d'un aimant, fantômes magnétiques, points conséquents, différence d'action des deux pôles, attraction ou répulsion ; magnétisme terrestre, déclinaison de l'aiguille aimantée, théorie de la boussole.

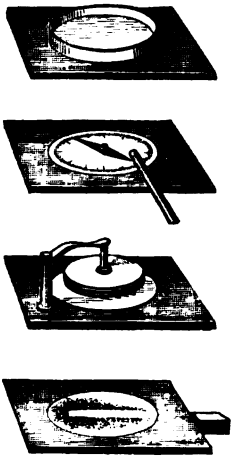
Phénomènes d'électricité. — Influence d'un courant sur une aiguille aimantée, expérience d'OErsted, théorie du galvanomètre, action des courants sur les courants, expérience d'Ampère.

Phénomènes électromagnétiques. — Aimantation du fer doux, théorie des télégraphes, etc., etc.

Phénomènes électro-chimiques. — Décomposition de l'eau et des sels par le courant, dépôt de métaux, théorie de la galvanoplastie ; combinaisons et réactions chimiques.

Phénomènes optiques. — Démonstration des impressions sur la rétine, mélange des couleurs, effets de contraste, couleurs accidentelles, etc., expériences d'écrites par Helmholtz et Plateau, recomposition de la lumière, disque de Newton.

Fig. 3.



Les divers appareils nécessaires à la réalisation de ces expériences se placent tous sur l'appareil à projection, ainsi qu'on le voit ; ils se composent (*fig.* 2 et 3) :

1° Lames de verre avec barreau aimanté, électro-aimant ;

2° Cuve simple en verre pour recevoir les liquides; cuve semblable avec électrodes en platine;

3° Cadran divisé, sur verre muni d'une aiguille aimantée montée sur pivot.

4° Cuve à couronne avec système rotatif, expérience d'Ampère.

5° Toupie en verre avec série de disques en mica pour les phénomènes optiques.

GALVANOMÈTRE TRANSPARENT A PROJECTION;

PAR M. J. DUBOSCQ.

Ayant souvent été témoin de la difficulté que l'on éprouve à faire constater à un nombreux auditoire les déviations de l'aiguille aimantée du galvanomètre, j'ai pensé à projeter sur un écran l'image du cercle gradué et de l'aiguille de cet instrument.

Le galvanomètre que je présente, en principe, ne diffère en rien des galvanomètres connus ; il est à gros fil et trouve son application immédiate dans l'étude de la chaleur rayonnante. On verra, dans la description succincte que j'en donne plus loin, que l'on peut diminuer sa sensibilité, et l'appliquer à la démonstration de l'action des courants hydro-électriques sur l'aiguille aimantée.

Ce galvanomètre à projection, comme son nom l'indique, n'est pas un instrument de recherches; il est destiné à faciliter aux professeurs la démonstration, soit de la présence d'un courant, soit du rapport entre la force électromotrice d'une source électrique et l'angle de déviation du système astatique.

Il se compose essentiellement :

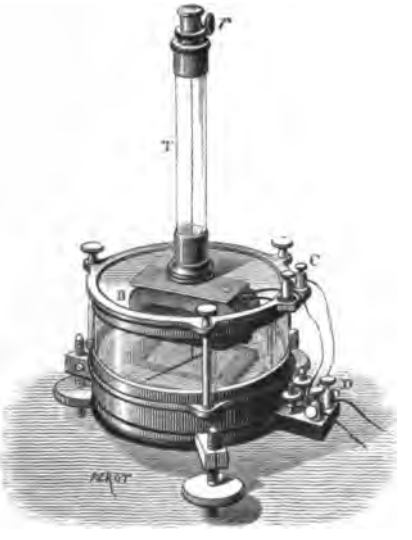
1° D'une cage circulaire en verre dans laquelle sont logés la bobine B et le système astatique (*fig.* 1); un cadran divisé sur glace forme le fond de cette cage; en regard des divisions se meut une aiguille d'aluminium fixée perpendiculairement au système astatique.

La cage est surmontée par un tube en verre T terminé à son extrémité supérieure par un petit treuil *r*, sur lequel est enroulé le fil de cocon qui supporte le système d'aiguille.

2° D'un support à vis calantes sur lequel se place l'instrument quand on veut s'en servir directement sans en projeter l'image. La

partie supérieure de ce support est formée par une surface blanchie sur laquelle se détachent les divisions du cadran. La partie inférieure en caoutchouc durci supporte deux bornes D soudées à deux plaques de cuivre portant les lettres H, T, hydroélectriques, thermo-électriques; ces plaques sont traversées par des tiges isolées auxquelles sont soudés les fils de dérivation.

Fig. 1.



Veut-on projeter sur un écran les déviations de l'aiguille aimantée, il suffit de placer sur l'appareil vertical le galvanomètre (*voir* la *fig.* 2 de l'art. précédent), en reliant par de gros fils les bornes C de la bobine aux bornes D du pied ; ces dernières reçoivent toujours les fils de la pile.

Si la source électrique est faible, on laisse passer le courant directement, ce qui s'obtient en soulevant sur leurs tiges les boutons H, H ; si les courants sont plus intenses, on abaisse un des boutons H, de façon à le mettre en contact avec l'une des plaques métalliques du support, et à ne faire passer qu'un courant dérivé dans la bobine du galvanomètre.

DES DIVERSES THÉORIES DONNÉES POUR EXPLIQUER LES MOUVEMENTS DU RADIOMÈTRE DE CROOKES;

PAR M. G. LIPPMANN.

Les premiers appareils et les premières expériences de M. Crookes ont été décrits dans ce journal, tome IV, p. 58, 1875. Depuis cette époque, le radiomètre a pris une nouvelle forme qui est connue de tous ceux qui s'occupent de physique, et qui ne diffère essentiellement de la forme première que par ceci : les ailettes verticales sont en général au nombre de quatre; les bras horizontaux qui les retiennent se réunissent à une chape semblable à celle de l'aiguille aimantée; la chape repose sur un pivot vertical : le petit moulinet se trouve ainsi mobile autour d'un axe vertical; il est d'ailleurs enfermé dans un globe de verre scellé à la lampe et où le vide est fait.

Cet instrument, qu'on appelle le *radiomètre* de Crookes, a donné lieu à un grand nombre d'expériences et de théories intéressantes; nous nous proposons surtout de faire connaître les diverses théories qui ont été proposées pour expliquer les mouvements divers que prend l'instrument :

I. Dans la première Note [1] qu'il a publiée, M. Crookes n'a pas hésité à considérer le mouvement comme produit par l'action répulsive de la chaleur. Il a essayé de montrer qu'il ne pouvait pas être attribué à l'influence des courants d'air et ensuite, comme confirmation de son explication, il a ajouté que la nature nous donnait des preuves de cette action répulsive de la chaleur. « Dans cette partie de la radiation solaire que l'on appelle chaleur, dit-il, nous avons la force répulsive, qui, se propageant successivement, explique le phénomène des comètes, la forme et les changements des nébuleuses ». C'est une théorie que M. Faye avait donnée depuis plusieurs années; avant M. Faye même, Laplace, Fresnel, Saigey, Forbes, Baden Powell avaient parlé de cette force; plusieurs même avaient essayé de démontrer directement son existence, mais sans que leurs expériences aient convaincu les physiciens.

---

[1] *Proceedings of the royal Society*, t. XXII, p. 37, décembre 1873.

Dans son Mémoire présenté à la Société de Physique de Londres et inséré dans le *Philosophical Magazine* (¹), M. Crookes se prononce moins nettement; il pense qu'aucune théorie ne rend compte de tous les phénomènes qu'il a observés, mais cependant il croit que la théorie qui attribue le mouvement aux radiations est la plus raisonnable. Mais comme, selon lui, aucune des théories proposées ne peut rendre compte de tous les phénomènes, il conseille de s'abstenir et de varier les expériences.

II. Déjà plusieurs observateurs avaient reconnu que la présence d'une source lumineuse exerce sur des appareils très-délicatement suspendus, fléaux de balance, aiguilles aimantées, leviers très-légers, des perturbations appréciables et même gênantes. M. Neesen, qui avait eu l'occasion de faire cette remarque lors de ses expériences sur l'élasticité du fil de cocon, a voulu étudier expérimentalement les conditions de cet effet de la lumière. Il a opéré sur une balance de torsion à fil de cocon et dans l'air (²). M. Neesen croit pouvoir attribuer le mouvement du levier dans ce cas aux courants qui se produisent dans l'air qui s'échauffe inégalement en ses différentes parties, soit par contact avec les parties de l'appareil que touche le rayon, soit de proche en proche par conductibilité. M. Neesen fait varier les distances qui séparent la palette éclairée, dont il étudie le mouvement, des parois du vase qui sert de cage, et il trouve des résultats variés et conformes à ses prévisions.

M. Poggendorff (³) incline à croire que cette explication, par l'action des courants d'air, explication fondée sur la dilatation et la pesanteur de l'air, est exacte quand on opère avec M. Neesen à la pression atmosphérique. Mais dans les expériences de M. Crookes, où le vide est si parfait qu'il ne reste qu'une masse d'air insensible à la meilleure balance, on doit, suivant M. Poggendorff, chercher une autre explication des mouvements rapides et réguliers que la lumière produit.

III. La nécessité d'une nouvelle explication résulte d'ailleurs de

(¹) Société de Physique de Londres, juin 1874, et *Philosophical Magazine*, août 1874, t. XLVIII, p. 81.

(²) *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 144, 1875.

(³) *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 488, 1875.

ce fait que plus le vide est parfait, plus les appareils de M. Crookes fonctionnent sûrement. MM. Dewar et Tait [1] ont même montré qu'ils fonctionnent dans un vide assez parfait pour empêcher l'étincelle d'une forte bobine d'induction, dans un vide *au charbon*. Ces savants expérimentateurs donnent la manière de faire ce vide : on l'obtient en épuisant, avec la pompe à mercure, l'air d'un espace contenant une certaine quantité de charbon de bois. On maintient ce charbon au rouge pendant que l'on pompe, puis on le laisse refroidir; le charbon absorbe alors une partie de l'air que la pompe avait laissé, mais une partie seulement; rien ne permet pourtant d'admettre que le vide absolu soit réalisé.

MM. Dewar et Tait se sont attachés à montrer que la palette éclairée ne se met en mouvement que si ses deux faces sont échauffées inégalement; la face la plus chaude est celle qui marche en avant. Ainsi une palette de sel gemme ne se déplace pas, parce qu'elle est transparente et diathermane. Vient-on à éclairer sa face antérieure, la face postérieure étant recouverte de noir de fumée, le sel gemme s'échauffe par conductibilité au contact du noir de fumée, et cela plus que la face postérieure de la couche de noir de fumée, parce que le noir de fumée conduit très-mal la chaleur : d'où répulsion apparente de la palette par la lumière.

Dans une seconde, expérience, ils échauffent la face postérieure plus que la première. A cet effet, ils recouvrent la face postérieure du sel gemme d'une couche de phosphore ordinaire; ce phosphore transparent pour les autres rayons ne l'est pas pour les rayons ultra-violets; il absorbe ces rayons, et en même temps il se transforme en phosphore rouge avec dégagement de chaleur. La couche de phosphore s'échauffe donc; il en résulte que la palette est sensible aux rayons ultra-violets et qu'elle marche *vers* la source rayonnante. Elle ne paraît donc plus repoussée; elle semble attirée, contrairement à l'action attribuée plus haut à la radiation. Le soufre transparent se comporte comme le phosphore transparent.

Mais pourquoi la face la plus chaude se trouve-t-elle comme repoussée par l'air? Quand cet effet a lieu à la pression atmosphé-

---

[1] *Nature*, t. XIII, p. 217; 15 juillet 1875.

rique, MM. Dewar et Tait sont d'avis de l'attribuer aux courants d'air, comme le disait M. Neesen; mais, dans un vide très-parfait, l'explication serait différente. Le phénomène serait une conséquence du mécanisme par lequel on explique aujourd'hui les propriétés thermiques et élastiques du gaz, conséquence à coup sûr fort curieuse et qui mérite qu'on s'y arrête. M. Johnstone Stoney l'a développée dans deux articles du *Philosophical Magazine* (1). Essayons de la résumer en peu de lignes.

A la pression atmosphérique, la face chaude d'une palette est recouverte d'une couche mince d'air qu'elle échauffe à son contact et qui est par conséquent plus chaude, moins dense que le reste de la masse d'air, mais d'ailleurs en équilibre de pression avec cet air. Quand la raréfaction du gaz est très-grande, cet équilibre de pression n'a plus lieu. En effet, à la pression ordinaire, les molécules de gaz contenues dans 1 millimètre cube sont si nombreuses, que la distance moyenne que l'une d'elles peut parcourir avant d'en rencontrer une autre est de $\frac{1}{10000}$ de millimètre; si la raréfaction est poussée à $\frac{1}{4000000}$ d'atmosphère, ce nombre atteint 400 millimètres, car la fréquence des chocs intramoléculaires diminue très-rapidement avec le nombre des molécules. Or le globe de verre de l'appareil n'a que quelques centimètres de diamètre; il en résulte qu'un grand nombre de molécules d'air, après avoir rencontré la face chaude d'une palette, rencontrent le verre froid avant de heurter, soit de l'air, soit une palette froide. Il y a refroidissement, c'est-à-dire diminution de vitesse, au contact du verre froid; il en résulte que les molécules qui ont touché le verre produisent sur les parties froides de l'appareil des chocs moins violents que si la rencontre du verre n'avait pas eu lieu; en d'autres termes, cette rencontre du verre rend moins forte la pression qui serait transmise dans les parties froides de l'appareil par le mouvement des molécules en question; en particulier la pression sur les faces froides des palettes est par là moins grande : d'où une inégalité des pressions sur les faces froides et chaudes d'une palette, au lieu de l'égalité qui a lieu quand le verre se trouve hors de portée des molécules qui ont rebondi sur la face chaude.

---

(1) *Philosophical Magazine*, p. 177-182, et p. 305-314; 1876.

Ainsi, dans la théorie mécanique des gaz, on explique l'égalité de pression en tous les points d'une enceinte, en admettant que le gaz se compose de molécules indépendantes qui peuvent avoir les températures (c'est-à-dire les vitesses) les plus différentes, et dont les chocs sur les parois produiraient la pression ; mais cette transmission intégrale de la pression en tous les points n'a lieu que si, en tous les points, le choc a lieu entre des corps que l'on puisse regarder comme parfaitement élastiques ; la paroi de verre se comporte comme un corps parfaitement élastique par rapport aux molécules gazeuses qui ont la même température qu'elle ; mais elle se comporte comme un corps mou par rapport aux molécules qui ont touché la face chaude d'une palette ; dans ce cas la paroi de verre intercepte une partie de leur force vive et s'oppose à la transmission intégrale de la pression.

Le radiomètre de Crookes est donc, pour MM. Dewar et Tait, un petit moteur thermique, lequel d'ailleurs utiliserait au plus $\frac{1}{1000000}$ de l'énergie lumineuse.

M. Fizeau attribue également à la dilatation de l'air les effets observés dans le radiomètre. Ce savant paraît attribuer l'inégale température de l'air sur les deux faces non à l'inégalité de température des deux faces, mais à l'inégalité de leurs pouvoirs émissifs et conducteurs (1).

IV. L'inégalité de température des deux faces d'une palette joue aussi un rôle essentiel dans une théorie proposée par M. le professeur Challis (2). Seulement ce n'est plus l'air, c'est l'éther lumineux qui pénètre tous les corps qui produirait, par sa réaction contre les mouvements moléculaires et atomiques des palettes, le mouvement observé. L'auteur renvoie, pour l'intelligence de cette théorie, à ses travaux antérieurs sur la mécanique moléculaire.

Une théorie qui attribue l'action répulsive aux vibrations de l'éther a été aussi donnée par M. Ledieu dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*. Elle est exposée dans trois Notes successives : le choc des particules d'éther sur les palettes produirait le mouvement (3).

---

(1) *Comptes rendus* du 29 mai 1876, t. LXXXII, p. 1252.
(2) *Phil. Mag.*, p. 395-398; 1876.
(3) *Comptes rendus*, t. LXXXII, p. 1293, 1372 et 1476.

V. Dès que le radiomètre fut connu, M. Reynolds [1] a proposé d'attribuer le fonctionnement du radiomètre à l'émission de gaz ou de vapeurs condensées par la couche de noir de fumée, émission produite par l'échauffement de cette couche. Pour combattre cette explication, M. Crookes a fait une expérience qui a montré qu'un radiomètre où le vide a été fait pendant que l'instrument est maintenu au rouge ne perd rien de sa sensibilité; elle est combattue aussi par une expérience de M. Fizeau, qui a montré qu'un radiomètre éclairé également de tous côtés par une couronne de bougies fonctionne indéfiniment avec une vitesse constante, quoiqu'il ne puisse s'y produire aucun abaissement de température qui permette une réabsorption des gaz; enfin on a vu que des radiomètres fonctionnent parfaitement quand on remplace le noir de fumée par un corps non poreux, tel que le phosphore [2].

VI. L'action est-elle due à une force extérieure émanée du corps lumineux, ou est-elle produite par les réactions des molécules gazeuses en mouvement? Le Dr Schuster a proposé un moyen de le reconnaître : il rend mobile tout l'appareil autour de son axe. Le moulinet tournant dans un sens, d'après lui, l'enveloppe de verre ne doit pas se déplacer en sens contraire des palettes si la force est extérieure; mais elle doit prendre un pareil mouvement si les actions sont toutes intérieures. L'expérience a montré à M. Schuster que le globe tournait en sens inverse des palettes. Il en conclut que la théorie qui attribue le mouvement à la radiation directe serait réduite à néant. Mais M. Crookes [3], qui a fait flotter un de ses radiomètres sur l'eau en l'entourant de quatre bougies, a vu que le vase de verre finissait par être entraîné et par tourner dans le même sens que les palettes, d'un mouvement uniforme, mais avec une vitesse de moins d'un tour par heure.

Parmi les questions que M. Crookes s'est posées, il en est une fort intéressante, celle de la valeur de la force qui sollicite une palette mise en présence d'une source calorifique et lumineuse. M. Crookes l'a déterminée par expérience, au moyen de la balance de torsion de Ritchie [4]. Il a trouvé qu'une bougie, placée à une distance de

---

(1) *Proceedings of the royal Society*, t. XXII, p. 401; juin 1874; t. XXIV, p. 388, 1876.
(2) *Proceedings of the royal Society*, t. XXIV, p. 391.
(3) *Proceedings of the royal Society*, t. XXIV, p. 276 et 279; 1876.
(4) *Proceedings of the royal Society*, t. XXIV, p. 409; 1876.

30 centimètres d'une palette de 6 centimètres carrés, la repoussait avec une force de $0^{mgr},03$. L'auteur a déterminé aussi l'influence des diverses espèces de rayons et celle de la nature de l'ailette.

A la fin de la Note où il donne ses dernières expériences, et malgré le titre de cette Note : « Sur la répulsion résultant de la radiation », M. Crookes croit devoir terminer par une déclaration dont voici la traduction : « On discute beaucoup à présent sur la cause de ces mouvements, et quelques méprises semblent avoir cours sur mes propres idées relatives à la théorie de la répulsion résultant de la radiation. Je désire saisir cette occasion pour détruire cette idée que je soutiens des opinions contraires à quelques explications fortement soutenues. J'ai établi dans cinq ou six occasions que je désire rester libre de toute théorie. Depuis les quatre années que je travaille ce sujet, j'ai amassé un grand fonds d'observations expérimentales, et ces observations me permettent souvent d'apercevoir des difficultés qui peuvent échapper à un expérimentateur qui n'a opéré que sur un ou deux instruments ».

W. SIEMENS. — Messung der Fortplanzungsgeschwindigkeit der Electricität in suspendirten Drähten (Mesure de la vitesse de propagation de l'électricité dans des fils télégraphiques aériens); *Annales de Poggendorff*, t. CLVII, p. 309; 1876.

Appareils. — Deux condensateurs ont leurs armatures extérieures réunies par un arc métallique. Leurs armatures intérieures sont en communication avec deux pointes placées près d'un cylindre métallique enregistreur non isolé; pour l'une des pointes la communication est un fil court, pour l'autre une ligne télégraphique. On décharge simultanément les deux condensateurs en mettant l'arc métallique en communication avec la terre, et on lit sur le cylindre enregistreur le temps qui s'écoule entre la production des étincelles.

Ces étincelles laissent sur le noir de fumée, dont on recouvre le cylindre enregistreur, des traces composées d'une longue série de points, lorsque la résistance du circuit est un peu considérable; M. Siemens attribue ce résultat, non à une série de décharges intermittentes, mais à un courant se prolongeant pendant un temps appréciable avec une intensité décroissante : quand l'étincelle, dit-il, a jailli entre la pointe et un point du cylindre, l'air échauffé

sur son trajet, et devenu par là meilleur conducteur, est entraîné dans le mouvement, et le courant continue à passer entre la pointe et le même point du cylindre, tant que l'allongement du circuit ne compense pas, et au delà, la diminution de résistance; à ce moment le courant abandonne le point entraîné du cylindre, pour revenir au point le plus rapproché de la pointe.

Résultats. — Au lieu de ligne télégraphique, on a interposé d'abord un tuyau de caoutchouc de 30 mètres de long, 20 millimètres de diamètre intérieur et rempli de sulfate de zinc; le temps écoulé entre les deux décharges était inappréciable, et certainement inférieur à 5 millionièmes de seconde.

Sur une ligne de $25^{km},36$, ce retard a été de 125 millionièmes; sur une autre de $23^{km},37$ de 101 millionièmes, enfin sur une ligne de $7^{km},35$ de 30 millionièmes de seconde; ces temps sont à peu près proportionnels à la longueur des lignes.

D'un autre côté, la capacité électrique de la ligne de $23^{km},37$ a été trouvée de 0,15 microfarads, et celle de la petite ligne de 0,063; tandis que leur résistance était de 8 unités Siemens par kilomètre (fil de fer de 5 millimètres). Le retard calculé, en admettant la théorie en vigueur, ne devrait pas dépasser 2 millionièmes de seconde pour la grande ligne (par comparaison avec les retards produits par des condensateurs de capacité connue).

Ainsi la loi de proportionnalité des retards au carré de la longueur n'est pas vérifiée, et les retards observés sont beaucoup plus grands que ceux qui résultent du temps employé à charger le câble. M. Siemens en conclut qu'il y a réellement une vitesse de propagation de l'électricité; on doit cependant remarquer que l'état des lignes, au point de vue de l'isolation, n'a pas été étudié, et que des pertes un peu notables par les supports auraient pour effet d'augmenter le temps nécessaire pour charger le fil, et de le rendre à peu près proportionnel à la longueur. A. Potier.

E. EDLUND. — Experimenteller Beweis dass der galvanische Leitungswederstand von der Bewegung des Leiters abhängig ist (La résistance électrique d'un conducteur dépend de son état de mouvement); *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 251; 1875.

Un long tube de verre porte latéralement trois tubulures qui

laissent passer trois plaques d'or; la plaque du milieu communique par un fil avec un pôle d'une batterie; l'autre pôle porte un fil qui se bifurque, et dont les deux branches, après avoir formé un galvanomètre différentiel, aboutissent aux deux plaques extrêmes. L'appareil étant théoriquement symétrique autour du fil qui arrive à la plaque du milieu, l'aiguille du galvanomètre n'éprouve aucune déviation quand le tube est rempli d'un liquide. Si ce liquide est mis en mouvement, l'aiguille est déviée aussitôt, de manière à montrer que le courant qui a la même direction que le mouvement est plus fort que l'autre : ce que M. Edlund attribue à une diminution de résistance du liquide pour un courant dirigé dans ce sens. Lorsqu'il n'y a pas de batterie interposée, le mouvement du liquide ne détermine aucune déviation de l'aiguille.

Comme on peut soupçonner la variation de la polarisation d'exercer dans ces expériences une influence perturbatrice, M. Edlund a voulu vérifier par un procédé un peu différent cette diminution apparente de résistance; dans un circuit comprenant une pile, un galvanomètre et une colonne liquide, on intercale un appareil changeant le sens du courant un grand nombre de fois par seconde. Tant que le liquide est au repos, il n'y a pas de déviation; mais, si le liquide est mis en mouvement, l'aiguille du galvanomètre indique que les courants dirigés comme le liquide l'emportent sur les autres.

Ces effets étaient très-sensibles pour des vitesses atteignant 10 mètres par seconde, les liquides essayés étant l'eau distillée pure ou additionnée d'alcool et l'eau de la ville. Aucun nombre n'est donné qui permette de comparer les résultats obtenus à ceux d'une théorie quelconque.

On remarquera d'ailleurs que ces expériences, fussent-elles accompagnées de données numériques, les formules habituelles ne sauraient donner la résistance du liquide en mouvement; la formule $E = RI$ suppose, en effet, un état permanent dans lequel le potentiel de chaque molécule matérielle reste constant, ce qui n'est pas le cas ici. En traitant le problème calorifique correspondant, on verra facilement que les températures ne décroîtraient pas dans le conducteur en mouvement suivant la même loi que dans le conducteur en repos.

A. Potier.

H.-F. WEBER. — Chaleur spécifique du carbone, du bore et du silicium; *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 367-423 et p. 553-582; 1875.

L'auteur a repris les expériences qu'il avait publiées sur ce sujet en 1872 (1). Pour les déterminations faites au-dessous de 200 degrés, la méthode employée a consisté à porter le corps à une température mesurée au moyen du thermomètre à mercure, et convertie en degrés d'un thermomètre à air; le calorimètre employé était le calorimètre à glace de Bunsen (2): cet admirable petit instrument se prête particulièrement par sa sensibilité à des mesures faites sur de très-petites quantités de matière. Pour les températures supérieures à 200 degrés, l'auteur emploie le calorimètre à eau; il mesure la température acquise par le corps par une méthode calorimétrique, en mesurant la quantité de chaleur abandonnée par un morceau de platine porté à la même température que le corps en expérience. Peut-être l'emploi des points fixes d'ébullition employés par MM. H. Sainte-Claire Deville et L. Troost eût-il donné des résultats plus sûrs. Quoi qu'il en soit, l'auteur est arrivé à des résultats intéressants. Le diamant et les autres variétés du carbone ont aux températures ordinaires des chaleurs spécifiques environ sept fois trop petites pour satisfaire à la loi de Dulong et Petit; mais ces chaleurs spécifiques augmentent avec la température; au-dessus de 600 degrés, elles sont constantes et satisfont à la loi de Dulong et Petit. Il en est de même du bore. Le silicium rentre dans la loi de Dulong et Petit à partir de 200 degrés (Si = 28). D'après M. Weber, toutes les variétés opaques du carbone ont exactement la même chaleur spécifique de degré en degré; le diamant, au contraire, est à part et présente une différence qui ne disparait qu'à 600 degrés.

Si l'on a attribué au charbon poreux une plus grande capacité qu'au charbon compacte, cela tient à ce que le charbon poreux dégage de la chaleur en s'imbibant d'eau (3); il faut l'enfermer dans

---

(1) *Journal de Physique*, t. I, p. 400.

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIII, p. 50.

(3) *Voir* Pouillet, *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. XX, p. 141; — Melsens, *Journal de Physique*, t. III, p. 27.

une ampoule de verre. Cette cause d'erreur avait été mentionnée, mais non éliminée par M. Regnault.

L'exactitude de la loi de Dulong et Petit comme loi limite ressort donc des expériences de l'auteur.

G. Lippmann.

F. SCHAACK. — Zur Construction von Blitzableitern für telegraphen-Leitungen (Construction de paratonnerres pour les lignes télégraphiques); *Poggendorff's Annalen*, t. CLV, p. 624; 1875.

M. Schaack propose de substituer au système employé ordinairement la disposition suivante; une portion du fil de ligne est recouverte d'une faible épaisseur d'une substance isolante (de la soie imbibée d'une dissolution de caoutchouc); cette portion du fil est placée dans un vase métallique plein d'eau et en communication avec la terre.

A. Potier.

OVERBECK. — Ueber eine neue Methode die Leitungsfähigkeit von Flussigkeiten für die Elektricität zu bestimmen (Nouvelle méthode pour déterminer la conductibilité électrique des liquides); *Pogg.'s Annalen*, t. CLV, p. 595; 1875.

Les deux électrodes d'un appareil d'induction sont terminées par des boules métalliques dont la distance variable peut être mesurée, ce qui constitue un micromètre à étincelles; ces deux électrodes sont encore réunies par une dérivation dans laquelle on interpose une colonne du liquide à étudier; un liquide étant donné, on cherche, pour une intensité constante et connue de courant inducteur, la distance maximum à laquelle on peut écarter les boules sans que les étincelles d'induction cessent de jaillir d'une manière continue. Si, pour deux colonnes liquides différentes, cette distance est la même, l'auteur en conclut que ces deux colonnes ont la même résistance.

La difficulté d'avoir un courant inducteur constant, l'incertitude sur la mesure de la distance maximum définie plus haut ne semblent pas autoriser à croire à la précision de cette méthode; l'auteur ne donnant que des moyennes et non tous les nombres observés, on ne peut avoir une opinion motivée à ce sujet. Pour l'eau, l'au-

teur, comme ses prédécesseurs, n'a pu vaincre les difficultés provenant des sels divers qu'elle tient toujours en dissolution; pour l'éther, l'alcool, l'auteur indique des résistances 40 000 et 13 000 fois plus grandes que celle d'une solution neutre et saturée de sulfate de cuivre. A. POTIER.

MACH ET MERTEN. — Bemerkungen über die Anderung der Lichtgeschwindigkeit im Quarz durch Druck (Remarques sur les changements qu'éprouve la vitesse de propagation de la lumière dans le quartz par l'effet de la pression); *Ann. de Pogg.*, t. CLVI, p. 639; 1875.

Les auteurs ont répété, en les complétant, les expériences de Pfaff (1) relatives à l'effet de la pression sur les propriétés optiques du quartz. Quand on observe à l'aide de l'appareil de Norremberg un quartz perpendiculaire à l'axe dans la lumière convergente, on voit les anneaux sans croix se dédoubler dès qu'on exerce une pression perpendiculairement à l'axe, et former une figure bipolaire. La ligne des pôles coïncide avec la direction de la pression. Si l'on observe dans la lumière circulaire, la figure connue, en spirale, se dédouble en deux spirales autour des mêmes pôles. Ainsi le quartz devient biaxe par la pression. Une pression, exercée dans un sens perpendiculaire au premier, fait disparaître ces phénomènes, et le quartz redevient uniaxe.

Si l'on observe une lame de quartz gauche dans la lumière parallèle et qu'on exerce une compression perpendiculaire à l'axe, la teinte plate obtenue change dans un sens correspondant à un accroissement de rotation, accroissement d'ailleurs assez faible; les auteurs l'évaluent approximativement à $\frac{1}{1000}$ de la rotation primitive.

Les rayons circulaires interférents qui se propagent dans le quartz avec des vitesses inégales dans le sens de l'axe se trouvent remplacés au voisinage des nouveaux axes développés par la pression, par des rayons elliptiques, comme ceux qui correspondent à une propagation oblique de la lumière dans le cristal non comprimé. Ces deux composantes elliptiques éprouvent un retard par la pression, mais le retard éprouvé par le rayon elliptique gauche est plus fort que celui du rayon droit, à peu près dans le rapport de trois à deux, d'où l'accroissement apparent de rotation. E. BOUTY.

---

(1) PFAFF, *Ann. de Pogg.*, t. CXVII, p. 333, et t. CXVIII, p. 598.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome VIII. — Mai 1876.

LALLEMAND. — *Recherches sur l'illumination des corps transparents*, p. 93.
PFLAUNDLER. — *Lutte pour l'existence entre les molécules*, p. 137.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome I. — Mai 1876.

M. ROBERT SABINE. — *Mesure des très-courts intervalles de temps*, p. 337.
D.-L. BLEEKRODE. — *Des machines électriques à plateau d'ébonite*, p. 347.
FRÉDÉRIC GUTHRIE. — *Des solutions salines et de l'eau fixée*, p. 354.
R.-C. NICHOLS. — *Démonstration de la seconde loi de Thermodynamique*, p. 369.
OLIVIER J. LODGE. — *Problèmes corrélatifs du flux d'électricité sur un plan*, p. 373.
ORDE BROWNE. — *Détermination de la longitude du Caire par échange de signaux télégraphiques avec Greenwich*, p. 390.
CHALLIS. — *Une théorie du radiomètre de Crookes*, p. 395.

Annales de Poggendorff.

Tome CLVII. — N° 5. — Année 1876.

E. ROOT. — *Sur la polarisation diélectrique*, p. 1
G. WIEDMANN. — *Lois du passage de l'électricité à travers les gaz*, p. 35.
W. F. HILLEBRAND. — *Chaleurs spécifiques du cérium, du lanthane et du didyme*, p. 71.
H. HELMHOLTZ. — *Expériences sur la force électromotrice induite, par le mouvement, dans un circuit non fermé*, p. 87.
F. ZÖLLNER. — *Sur la réfutation de la loi élémentaire d'Helmholtz, par des expériences électrodynamiques faites avec des courants fermés*, p. 106.
M. KIRMIS. — *Quelques formes de l'argent obtenu par voie galvanique*, p. 121.
F.-W. SONRECK. — *Sur la production des vibrations et sur le mouvement des colonnes d'air dans des tuyaux fermés et ouverts*, p. 129.
E. EDLUND. — *Remarque sur la dilatation produite par le courant*, p. 148.
KLINGEL. — *Relation entre l'équivalent mécanique de la chaleur et les poids moléculaires*, p. 160.
H. CHRISTIANI. — *Sur la conductibilité du courant électrique*, p. 163.
W. v. BEZOLDS. — *Comparaison entre les couleurs artificielles et les couleurs spectrales*, p. 165.
O. GROTRIAN. — *Corrections relatives à un précédent Mémoire*, p. 169.
E. GIESELER. — *Mesure des courts espaces de temps par la chute d'un corps tombant librement*, p. 171.
A. PETERS. — *Sur les étincelles électriques*, p. 174.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA POLARISATION ROTATOIRE MAGNÉTIQUE [1];

PAR M. HENRI BECQUEREL,
élève ingénieur des Ponts et Chaussées.

Depuis la découverte de Faraday, les physiciens qui ont étudié le phénomène de la polarisation rotatoire magnétique ont montré que la rotation du plan de polarisation d'un rayon lumineux de longueur d'onde déterminée, traversant, sous une même épaisseur, divers corps soumis à une intensité magnétique donnée, variait avec la nature de ces corps ; mais ils n'ont reconnu aucun rapport simple entre la grandeur de la rotation et les propriétés physiques ou chimiques des corps.

M. de la Rive avait fait observer que la rotation semblait d'autant plus grande que l'indice de réfraction des corps était plus grand ; mais quelques expériences de M. Verdet ayant paru contredire cette remarque, on ne fit pas d'autres recherches dans cette voie.

Les expériences faites jusqu'ici ne m'ont pas semblé suffisamment concluantes, et j'ai pensé qu'en étudiant des corps diamagnétiques et très-réfringents, l'influence de l'indice de réfraction pourrait devenir prépondérante, et manifester une relation masquée dans les expériences antérieures. Ces prévisions ont été pleinement confirmées, et les observations se sont immédiatement étendues à d'autres parties de la question.

Je me suis servi, dans ce travail, d'un très-fort électro-aimant à branches verticales, dont les armatures sont percées d'un trou cylindrique suivant la ligne des pôles. Le corps à étudier était placé entre les deux armatures polaires.

La mesure des rotations se faisait au moyen d'un polarimètre à pénombres. Les sources de lumière étaient la flamme monochromatique de sodium, la flamme de lithium, vues au travers d'un verre rouge pour éliminer la lumière orangée, et, dans des cas exception-

---

[1] Recherches présentées à l'Académie des Sciences dans trois Notes, le 7 juin 1875, le 31 janvier et le 10 juillet 1876.

nels, la lumière Drummond transmise à travers des écrans rouges, verts ou bleus, laissant passer une lumière sensiblement homogène.

Les dispositions précédentes ont l'avantage de permettre d'observer des corps très-colorés sous une petite épaisseur.

1° *Relation entre le pouvoir rotatoire magnétique des corps et leurs indices de réfraction.* — Le tableau suivant contient quelques-uns des résultats obtenus. L'unité qui a été choisie pour cette série d'expériences est la rotation magnétique de sulfure de carbone.

TABLEAU I.

DÉSIGNATION DES SUBSTANCES.	POUVOIR rotatoire magnétique R.	INDICE de réfraction n.	RAPPORT $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$.
Lumière jaune (raie D).			
Alcool méthylique	0,253	1,3530	0,165
» propylique	0,279	1,3836	0,160
» butylique	0,294	1,3934	0,161
» amylique	0,311	1,4046	0,162
Chloroforme	0,380	1,4520	0,163
Protochlorure de carbone	0,404	1,4580	0,169
Sous-sulfure de phosphore	2,592	2,0661	0,186
Soufre fondu (114 degrés)	1,904	1,9290	0,188
Protochlorure de soufre S^2Cl	0,984	1,6460	0,212
Bichlorure de soufre SCl	0,932	1,6190	0,219
Perchlorure de carbone	0,761	1,5620	0,216
Chlorure de silicium	0,444	1,4090	0,227
Protochlorure de phosphore	0,651	1,5080	0,225
Phosphore fondu	3,120	2,0740	0,220
Sulfure de carbone	1,000	1,6249	0,231
Cristaux monoréfringents. Blende (cristallisée)	5,295	2,3690	0,204
Cristaux monoréfringents. Sel gemme NaCl	0,843	1,5430	0,256
Cristaux monoréfringents. Siline KCl	0,672	1,4830	0,255
Lumière rouge.			
Sulfure de carbone	1,000	1,6120 Li	0,240
Oxyde de cuivre	14,060	2,8490 Li	0,241
Sélénium	1,960	2,6550 B	0,255
Brome	10,960	1,6160 Li	0,165

En étendant les expériences à un grand nombre de substances, on reconnaît que la rotation magnétique croît en général avec l'indice de réfraction n des corps, à peu près comme la fonction $n^2(n^2-1)$, et l'on arrive aux conséquences suivantes :

1° Pour les corps diamagnétiques, le quotient du pouvoir rotatoire magnétique R par le produit $n^2(n^2-1)$ est un nombre qui varie peu si on le compare aux grandes différences que l'on observe dans la grandeur des rotations magnétiques.

2° En rapprochant entre elles les substances pour lesquelles le rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ est le même, on reconnaît que les corps d'un groupe sont des composés des mêmes substances chimiques, ou appartiennent à la même famille.

Ainsi, en opérant avec la lumière jaune du sodium et prenant pour unité la rotation du sulfure de carbone à 16 degrés, on trouve que :

Les acides très-oxygénés, tels que l'acide azotique et l'acide sulfurique, donnent pour le rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ des nombres très-petits voisins de 0,11 ;

Les alcools, le protochlorure de carbone, le chloroforme, des nombres voisins de 0,16 ;

Les composés du soufre s'écartent peu de 0,188 ;

Les composés du chlore, du phosphore, donnent à peu près 0,22 ;

Le brome et l'iode se remarquent par la grandeur du rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$, qui avec la lumière rouge atteint 0,465 pour le brome. Ce caractère se retrouve dans les bromures et les iodures.

Les composés d'étain, d'antimoine, de bismuth donnent des nombres très-grands relativement aux précédents et communiquent ce caractère à leurs dissolutions.

Pour ces dissolutions, le rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ est intermédiaire entre celui du dissolvant et celui qui correspondrait au corps dissous, et d'autant plus près de ce dernier que la dissolution est plus concentrée.

Le quotient $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ est donc un nombre qui caractérise la nature chimique de la substance étudiée et l'intervention propre de

cette substance dans le phénomène de la rotation du plan de polarisation de la lumière sous l'influence magnétique. Ce nombre est grand pour les corps les plus diamagnétiques, le brome, l'antimoine, le bismuth; et il est d'autant plus petit que les corps sont moins diamagnétiques ou renferment plus d'oxygène. Dans les combinaisons, l'oxygène se comporte comme très-magnétique.

Parmi les corps étudiés, le soufre fondu présente une particularité remarquable. Le pouvoir rotatoire magnétique de ce corps augmente très-rapidement à mesure qu'il se refroidit et s'approche du point de solidification. Cette variation rapide correspond à un accroissement aussi rapide de l'indice de réfraction.

Un certain nombre de corps cristallisés, tels que le spath-fluor, le diamant, le rubis-spinelle, s'écartent de la loi générale. Ce fait ne peut s'expliquer jusqu'ici que par un état particulier des corps cristallisés qui les rend rebelles à l'action du magnétisme. C'est un fait d'observation qui s'étend aux cristaux biréfrigents et à certains cristaux monoréfringents.

2° *Corps magnétiques.* — Les corps magnétiques, à part quelques exceptions, présentent, comme on le sait, la propriété remarquable de dévier le plan de polarisation de la lumière à l'inverse des corps diamagnétiques. Les dissolutions des sels de fer dans l'eau manifestent ces effets inverses, ainsi que l'a montré M. Verdet. On convient d'appeler *rotations positives* les rotations magnétiques de même sens que celle de l'eau, et *rotations négatives* les rotations inverses des précédentes. En mesurant les rotations magnétiques produites par des dissolutions inégalement concentrées de protochlorure et de perchlorure de fer dans l'eau, on obtient les résultats indiqués dans les tableaux suivants. Ces rotations ont été mesurées pour la lumière jaune D du sodium, et sont rapportées à la rotation de l'eau comme unité.

TABLEAU II.

DENSITÉS des dissolutions.	POIDS DU SEL dans l'unité de volume.	POIDS DE L'EAU dans l'unité de volume.	ROTATION de la dissolution.	ROTATION du sel anhydre.	POUVOIR rotatoire moléculaire.
		Lumière jaune D.			
		Dissolutions de protochlorure de fer dans l'eau.			
1,4331	0,5283	0,9048	+ 0,195	— 0,709	— 1,343
1,2141	0,2641	0,9500	+ 0,765	— 0,185	— 0,701
1,1093	0,1320	0,9773	+ 0,908	— 0,069	— 0,528
1,0548	0,0660	0,9888	+ 0,954	— 0,034	— 0,521
		Dissolutions de perchlorure de fer dans l'eau.			
1,6933	1,0247	0,6686	—15,584	—16,252	—15,869
1,5315	0,7657	0,7658	— 8,768	— 9,533	—12,446
1,3230	0,4410	0,8820	— 2,674	— 3,556	— 8,059
1,1681	0,2205	0,9476	— 0,116	— 1,063	— 4,822
1,0864	0,1102	0,9762	+ 0,621	— 0,355	— 3,215
1,0445	0,0551	0,9894	+ 0,869	— 0,120	— 2,177
1,0232	0,0275	0,9957	+ 0,936	— 0,0597	— 2,153

On admet généralement qu'avec des dissolutions inégalement concentrées d'un sel diamagnétique, le rapport de la rotation magnétique, corrigé de l'action du dissolvant, au poids du sel anhydre contenu dans l'unité de volume de la dissolution est un nombre sensiblement constant, que l'on peut appeler le pouvoir rotatoire magnétique moléculaire du sel dissous. J'ai reconnu, au contraire, que les dissolutions de protochlorure et de perchlorure de fer dans l'eau conduisent à des nombres essentiellement variables. Lorsque ces dissolutions sont très-étendues, le pouvoir rotatoire moléculaire qui est négatif est sensiblement constant; puis, à mesure que la concentration devient plus grande, il augmente à peu près proportionnellement au poids du sel anhydre contenu dans l'unité de volume de la dissolution. L'état de sursaturation des dissolutions concentrées se maintient pendant un temps suffisant pour permettre les observations à la température ordinaire.

Le perchlorure de fer forme avec l'eau diverses combinaisons chimiques, mais ces combinaisons ne semblent pas influer sur la

régularité du phénomène. Pour des dissolutions plus concentrées encore que celles qui sont citées ici, et qui contiennent 7 pour 100 et jusqu'à 8 pour 100 de perchlorure de fer, ces observations présentent des anomalies dont l'étude ne saurait trouver place dans cet extrait, et pour lesquelles je renvoie au Mémoire complet que j'ai présenté à l'Académie le 10 juillet 1876.

Ainsi l'on arrive à cette conséquence importante, qu'avec les sels de fer la rotation magnétique croît beaucoup plus vite que le nombre des molécules actives.

Il est très-remarquable de rapprocher cette observation d'une expérience faite autrefois par mon père. Si l'on enferme dans un petit cylindre de papier des mélanges homogènes de fer en poudre et de résine, et que l'on soumette ces petit barreaux à l'action d'un aimant, on voit que l'action magnétique est d'abord proportionnelle au poids de fer contenu dans le mélange; puis, lorsque le poids du fer dépasse une certaine proportion, l'attraction magnétique croît très-vite et est représentée par une fonction du carré du poids du fer, fonction analogue à celle que j'ai indiquée pour représenter les rotations négatives des chlorures de fer.

On peut expliquer ce fait, en admettant que les parcelles de fer, qui deviennent par influence de petits aimants, réagissent les unes sur les autres de façon à augmenter le magnétisme propre qu'elles prendraient si elles étaient soumises à l'action de l'aimant. La

Fig. 1.

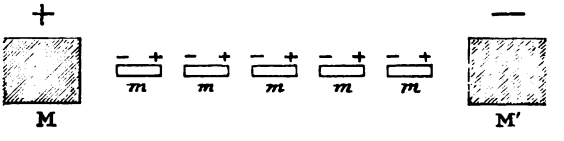


fig. 1, dans laquelle M et M′ représentent les pôles de l'électro-aimant, et *m* les molécules de la substance étudiée, montre comment peut avoir lieu l'orientation polaire des molécules.

L'analogie complète entre ce fait et les résultats indiqués plus haut conduit à supposer que la rotation magnétique négative du plan de polarisation de la lumière est due à une action propre des molécules qui agissent sur la lumière polarisée comme autant de petits aimants inverses à l'aimant qui les influence. Cette hypothèse expliquerait comment, lorsque les molécules sont trop éloignées pour

s'influencer mutuellement d'une façon sensible, la rotation moléculaire est constante, et comment cette rotation augmente lorsque, par suite de la concentration, les molécules se rapprochent de façon à pouvoir réagir l'une sur l'autre.

Ces actions moléculaires ne sont pas proportionnelles aux attractions et répulsions magnétiques; car, si l'on suppose que les molécules réagissent les unes sur les autres, l'action de chaque molécule sur un point intérieur peut être augmentée sans que l'attraction sur un point extérieur relativement très-éloigné le soit dans la même proportion, cette attraction dépendant de la quantité de magnétisme non dissimulé par les molécules voisines.

Bien plus, certains corps diamagnétiques, tels que le bichlorure de titane, sont négatifs; mais ils renferment toujours, dans ce cas, un élément très-magnétique. D'autres, tels que le nickel, le cobalt et le manganèse, qui sont magnétiques, sont positifs, et même positifs ou négatifs comme le manganèse, suivant que l'action positive des substances combinées prédomine plus ou moins.

D'une manière générale, cette étude montre que la nature des molécules des corps intervient directement dans le phénomène de la rotation du plan de polarisation de la lumière sous l'influence magnétique, et que, dans une molécule complexe, il peut y avoir indépendance entre les effets produits par les divers éléments qui la composent.

On peut en conclure que la rotation magnétique du plan de polarisation de la lumière est fonction du magnétisme qui se développe par influence dans les molécules des corps.

3° *Dispersion des plans de polarisation des rayons lumineux de diverses longueurs d'onde.*— L'étude de la dispersion des plans de polarisation des rayons lumineux de diverses couleurs, pour un même corps, présente un intérêt spécial, parce que, la constitution chimique du corps étudié restant la même, les effets observés doivent être intimement liés à la nature et au mode de propagation des vibrations lumineuses. Le tableau ci-joint renferme les résultats des expériences faites sur plusieurs corps diamagnétiques et magnétiques. Les nombres d'une même colonne verticale se rapportent à une même longueur d'onde et représentent les rapports des diverses rotations à la rotation correspondante pour la lumière jaune D, avec le même corps.

TABLEAU III.

Rotations magnétiques des rayons de diverses longueurs d'onde.

	ROUGE.						JAUNE.	VERT.			BLEU.			
Raies du spectre	Raie rouge du lithium.	"	C	"	"	"	D	"	"	E	F	"	"	G
Rapports $\frac{\lambda_D^2}{\lambda^2}$	0,7719	0,7970	0,8057	0,8100	0,8210	0,8340	1,0000	1,1940	"	1,2504	1,4694	1,7120	"	1,8712
Rotations magnétiques positives.														
Sulfure de carbone	"	0,760	0,771*	0,781	0,790	0,804	1,000	1,236	1,272	1,302*	1,607*	1,976	2,013	2,219*
Eau	"	0,770	"	"	"	"	1,000	"	1,256	"	"	"	1,811	"
Sous-sulfure de phosphore	0,735	0,755	"	"	"	"	1,000	"	"	"	"	"	"	"
Rotations magnétiques négatives.														
Bichlorure de titane	"	"	"	"	"	0,710	1,000	1,370	"	"	"	2,960	"	"
Dissolutions de perchlorure de fer dans l'eau, contenant: 0,33 de perchl. de fer	"	0,611	"	"	0,661	"	1,000	"	"	"	"	"	"	"
0,60 id.	"	"	"	0,654	0,662	"	1,000	"	"	"	"	"	"	"
0,70 id.	"	"	"	"	0,676	"	1,000	"	"	"	"	"	"	"
0,75 id.	"	"	"	"	0,678	"	1,000	"	"	"	"	"	"	"
Perchlorure de fer anhydre (calculé)	"	0,647	"	0,659	0,686	"	1,000	"	"	"	"	"	"	"
Rapports $\frac{\lambda_D^4}{\lambda^4}$	0,596	0,635	0,649	0,656	0,674	0,695	1,000	1,425	"	"	"	2,930	"	3,501

Nota. — Les quatre nombres marqués d'un astérisque sont empruntés au Mémoire de M. Verdet (*Ann. de Ch. et de Ph.*, 3e série, t. LXIX), et sont placés ici pour servir de points de repère.

La discussion des observations conduit aux conséquences suivantes :

1° *Rotations positives des corps diamagnétiques.* — Les rotations positives des plans de polarisation des rayons de diverses longueurs d'onde croissent, comme on le sait, approximativement en raison inverse du carré des longueurs d'onde. Si l'on tient compte de l'indice de réfraction correspondant à chaque rayon, en même temps que de la longueur d'onde, on peut expliquer les écarts signalés à la loi simple indiquée plus haut et l'on reconnaît que l'expression $\frac{n^2(n^2-1)}{\lambda^2}$, λ étant la longueur d'onde et n l'indice de réfraction correspondant, se rapproche beaucoup des observations pour les corps que j'ai étudiés.

2° *Rotations négatives des corps magnétiques.* — Les rotations négatives des plans de polarisation de la lumière, qui n'avaient pas été étudiées jusqu'ici, présentent des caractères remarquables. Le bichlorure de titane, qui est incolore, se prête très-bien aux expériences. Les dissolutions de perchlorure de fer dans l'eau, qui sont très-colorées, ne permettent les observations qu'avec les rayons rouges et jaunes. Si pour ces diverses dissolutions on tient compte de l'action de l'eau, on en déduit un nombre constant qui représente, pour le perchlorure de fer anhydre, le rapport des rotations correspondant à des rayons de mêmes longueurs d'onde. On voit par le tableau précédent que les rotations négatives des substances que nous venons de citer suivent une marche notablement différente de celle des rotations positives des corps étudiés plus haut et correspondent à une dispersion rotatoire considérable, caractéristique des corps magnétiques : j'ai montré, du reste, plus haut que ces corps présentent à un autre point de vue des propriétés spéciales.

La grande dispersion rotatoire du perchlorure de fer se met facilement en évidence en prenant une dissolution ayant une très-faible rotation magnétique positive ou négative pour la lumière jaune. Une dissolution de perchlorure de fer dans l'eau, dont la densité est voisine de 1,155, remplit cette condition. On voit alors la même dissolution être positive pour les rayons rouges et négative pour les rayons verts. Cette expérience curieuse montre bien l'indépendance entre l'action de l'eau et l'action du perchlorure de fer sur la lumière polarisée, ainsi que l'inégale dispersion rotatoire de

ces deux corps. On peut observer que les rotations négatives des corps que nous avons étudiés croissent approximativement en raison inverse de la quatrième puissance des longueurs d'onde, comme on peut le voir dans le tableau précédent.

Les considérations qui viennent d'être exposées montrent que le phénomène de la rotation magnétique est à la fois fonction de la longueur d'onde de la lumière, de l'indice de réfraction et de la nature des molécules des corps. Comme l'indice de réfraction est pour un même corps lié à la longueur d'onde, on voit que, suivant que l'on tiendra ou que l'on ne tiendra pas compte de cet indice, on pourra donner diverses formes à l'expression approchée de la dispersion rotatoire des corps. L'une des expressions les plus simples satisfaisant aux observations faites jusqu'ici est $\frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda^4}$. a et b étant des coefficients dont le signe et la valeur numérique varient avec les divers corps; a est grand et positif pour les corps dont la rotation est positive, b est grand et négatif pour les corps dont la rotation est négative.

Conclusion. — Les conclusions de ce travail sont les suivantes:

1° La rotation positive du plan de polarisation d'un rayon lumineux de longueur d'onde déterminée, traversant l'unité d'épaisseur d'une substance diamagnétique soumise à l'action du magnétisme, est proportionnelle à la fonction $n^2(n^2 - 1)$ de l'indice de réfraction et à un facteur lié au magnétisme et au diamagnétisme des corps. Ce facteur est d'autant plus grand que les corps sont plus diamagnétiques.

2° Pour les corps d'une même famille chimique ou pour les divers composés d'un même radical chimique, le quotient de la rotation magnétique par la fonction $n^2(n^2 - 1)$ de l'indice de réfraction correspondant est un nombre qui varie très-peu.

3° La nature chimique des molécules des corps intervient directement dans le phénomène de la rotation du plan de polarisation de la lumière sous l'influence magnétique, et, dans une molécule complexe, il peut y avoir indépendance entre les effets produits par les divers éléments qui la composent.

Dans les disolutions il y a indépendance entre l'action du dissolvant et l'action du corps dissous.

4° Les corps diamagnétiques en dissolution ont des pouvoirs

rotatoires magnétiques moléculaires sensiblement constants, quelle que soit la concentration des dissolutions.

Les pouvoirs rotatoires magnétiques moléculaires négatifs des corps très-magnétiques croissent au contraire très-vite avec le rapprochement des molécules, dans des dissolutions de plus en plus concentrées, et semblent fonction de l'intensité du magnétisme qui se développe dans les molécules par suite de leurs réactions mutuelles.

5° La dispersion magnétique des plans de polarisation des rayons de diverses longueurs d'onde par les corps très-diamagnétiques est sensiblement proportionnelle à $\frac{n^2(n^2-1)}{\lambda^4}$, λ étant la longueur d'onde et n l'indice de réfraction correspondant.

Pour les corps très-magnétiques ou qui se comportent comme tels avec la lumière polarisée, les rotations négatives croissent approximativement en raison inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde.

On peut, en outre, représenter la dispersion des plans de polarisation de la lumière pour un même corps, par une expression de la forme $\frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda^4}$, a et b variant de grandeur et de signe avec les divers corps ; a est grand et positif pour les corps diamagnétiques, b est grand et négatif pour les corps très-magnétiques.

Ces conclusions viennent à l'appui d'une hypothèse simple qui m'a guidé dans tout ce travail, et qui tendrait à montrer sous une forme nouvelle que les phénomènes magnétiques et diamagnétiques ne constituent pas deux propriétés distinctes des corps, mais sont dus à une cause unique.

On sait que mon père a montré comment on pouvait expliquer les actions magnétiques et diamagnétiques en admettant que les effets observés étaient dus à la différence entre les actions exercées sur les corps et sur le milieu ambiant. Cette théorie implique la seule hypothèse gratuite de supposer que les corps repoussés dans le vide de nos machines sont moins magnétiques que le milieu qui les entoure. On peut admettre que l'éther qui transmet les vibrations lumineuses est lui-même magnétique et plus magnétique que les corps qui seraient repoussés dans le vide le plus parfait de nos

machines. Cette hypothèse se concilierait bien avec les observations.

Supposons, en effet, que sous l'influence magnétique les molécules des corps deviennent individuellement de petits aimants présentant des pôles inverses à ceux de l'électro-aimant, à l'action duquel elles sont soumises. Si ces molécules sont environnées d'un milieu magnétique, l'éther, lorsqu'elles seront moins magnétiques que ce milieu, on peut concevoir que l'action de l'aimant extérieur sur l'éther intermoléculaire soit fonction de la densité de cet éther, c'est-à-dire de l'indice de réfraction, et, comme le magnétisme des corps appelés *diamagnétiques* varie dans des limites étroites, cette fonction de l'indice de réfraction ne doit pas être bien différente pour tous les corps diamagnétiques.

Au contraire, si le corps est très-magnétique, l'action individuelle des molécules sur l'éther intermoléculaire prédominera sur celle de l'aimant extérieur, et le sens de la rotation magnétique sera celui de l'orientation des molécules influencées, c'est-à-dire inverse du sens correspondant aux corps diamagnétiques.

Les expériences avec les dissolutions des chlorures de fer confirment encore cette manière de voir en montrant que, si les molécules magnétiques sont assez rapprochées pour réagir les unes sur les autres, l'effet inverse observé est lié à cette réaction mutuelle.

En résumé, ces recherches expérimentales tendent à montrer que les rotations magnétiques directes et inverses des plans de polarisation de la lumière, de même que les phénomènes appelés *diamagnétiques* et *magnétiques* peuvent se rattacher à une origine commune et sont la manifestation d'une propriété générale des corps, celle de devenir magnétiques. Ces divers corps possèdent cette propriété à un degré plus ou moins grand, et les effets observés peuvent être regardés comme dus à une différence entre les actions magnétiques des molécules des corps et celles du milieu qui les enveloppe.

VERNIS DESTINÉ A FACILITER L'ÉCRITURE SUR LE VERRE;

PAR M. A. TERQUEM.

Depuis que l'emploi, et même la mode, des projections se sont introduits dans l'enseignement de la Physique, on a cherché à re-

présenter sur des lames de verre divers dessins ou tableaux que, précédemment, on dessinait à la craie ou au fusain. La photographie a été, dans ce but, souvent mise à réquisition; mais il y a tel dessin trop simple pour employer ce moyen. D'un autre côté, dans un but plus sérieux, on peut avoir à dessiner sur verre des échelles divisées, à marquer sur des tubes des points de repère. Or, l'encre ordinaire, ou même l'encre de Chine, ne prend que difficilement sur le verre bien propre; le vernis ne peut être posé qu'au pinceau et non à la plume.

J'ai cherché à composer un vernis à l'alcool qui recouvrît le verre d'une couche presque invisible et sur laquelle on pût écrire et dessiner à l'encre.

J'ai reconnu d'abord qu'on pouvait employer dans ce but tous les vernis à l'alcool, quelle que fût la résine dissoute; seulement il est indispensable de verser le vernis sur la lame de verre légèrement chauffée, en opérant comme pour poser le collodion sur le verre pour faire une épreuve photographique.

Si l'on verse le vernis sur la lame de verre non chauffée, l'évaporation de l'alcool refroidit la lame de verre et l'humidité de l'air s'y déposant empêche le vernis de prendre de la cohésion; la résine reste opaque, non adhérente, et donne au verre l'aspect du verre dépoli. On peut cependant éviter de chauffer le verre, en plaçant aussitôt la lame couverte de vernis sous une cloche dont l'atmosphère a été desséchée d'avance à l'aide d'un vase rempli d'acide sulfurique.

L'eau que contient l'alcool employé pour la confection du vernis a aussi une influence fâcheuse sur l'évaporation du liquide; ainsi que sur la transparence et l'adhésion de la couche de résine. aussi est-il très-important d'employer, en général, pour tous les vernis, de l'alcool ayant au moins un titre de 95 pour 100, ou mieux encore de l'alcool absolu.

Pour parer à ces inconvénients et pouvoir poser le vernis sur les objets froids, même le vernis à la gomme laque, les fabricants y ajoutent souvent une petite quantité d'essence, et particulièrement d'essence de lavande; celle-ci, en effet, retarde l'évaporation de l'alcool, et maintient en dissolution la résine quand l'alcool est évaporé, et malgré le dépôt de rosée; mais ces vernis, dits *vernis accélérés,* sèchent plus lentement que les vernis à l'alcool pur, et

jamais ils ne présentent le même éclat; la couche de résine est plus épaisse et moins égale Il est donc préférable d'employer seulement de l'alcool absolu; de cette facon le corps à vernir n'a besoin que d'être très-peu chauffé, à 40 degrés au plus; si on le chauffe trop, l'évaporation est trop rapide, et le vernis se dépose avec des stries.

Pour vernir le verre, j'ai donné la préférence spécialement à deux vernis.

Le vernis au mastic (alcool absolu, 100 centimètres cubes; mastic, 10 grammes) donne une couche absolument transparente, parfaitement unie, sans stries; l'écriture n'y est pas absolument facile, à cause du défaut de grain de la surface.

Le vernis à la sandaraque (alcool absolu, 100 centimètres cubes; sandaraque, 10 grammes), au contraire, subit une sorte de retrait ou tressaillement perpendiculaire au sens de l'écoulement. Ces stries très-fines, parfaitement visibles, produisent très-nettement le phénomène des réseaux quand on regarde à travers la plaque une lumière éloignée.

Pour l'écriture sur verre, il est préférable de prendre le vernis suivant : alcool, 100 centimètres cubes; mastic, 7; sandaraque, 3. La surface présente un certain grenu qui rend l'écriture plus facile.

Si l'on pose le vernis au mastic à froid, on obtient une couche dépolie, peu adhérente, qui présente des colorations très-vives, et donne le phénomène des couronnes quand on examine une lumière éloignée, avec certaines particularités qui seraient dignes d'être étudiées avec soin.

Le vernis à la sandaraque à froid donne au contraire au verre l'aspect complet de verre dépoli, sans coloration; on peut sur cette couche inscrire des vibrations, comme on le fait sur le noir de fumée; les inscriptions sont plus fines que sur ce dernier corps; on peut colorer la couche non enlevée et la rendre plus opaque, en mêlant du violet d'aniline au vernis. On fixe l'inscription en plongeant la lame de verre dans une dissolution légère de gomme.

Le vernis à la sandaraque et au mastic posé à froid sur le verre donne une couche dépolie avec des phénomènes de réseaux et de couronnes simultanés. On est obligé de recouvrir d'un second verre ces couches dépolies pour les conserver; de même pour l'écriture sur vernis transparent, quoiqu'on puisse fixer l'écriture en plon-

geant la lame également dans de l'eau gommée; le pinceau enlève l'écriture qui n'est que superficielle.

En supposant plusieurs lames de verre recouvertes de vernis à la sandaraque posé à froid, on peut obtenir des lames translucides qui seraient employées utilement dans la photométrie, pour remplacer les lames de verre amidonnées par le procédé Foucault, qu'il est difficile d'obtenir recouvertes d'une couche bien uniforme.

CONNEXIONS DES AXES DES ELLIPSES DE CONDUCTIBILITÉ THERMIQUE ET DES COEFFICIENTS D'ÉLASTICITÉ DE FLEXION DANS LE GYPSE;

PAR M. ED. JANNETTAZ.

De l'ensemble de mes recherches sur la propagation de la chaleur dans les corps cristallisés, j'ai tiré cette loi remarquable : qu'une même température se propage le plus loin, à partir d'une source de chaleur déterminée, suivant les directions planes qui se clivent le plus facilement, ou, si l'on aime mieux, qui adhèrent aux directions parallèles par la moindre cohésion.

J'ai vu, par exemple, que dans le gypse le grand axe de l'ellipse des conductibilités du plan g^1, celui de plus facile clivage, fait avec la zone verticale un angle de 17 degrés et qu'il est, par conséquent, plus près du clivage vitreux ou de second ordre que du clivage fibreux, le plus difficile, ou de troisième ordre, en appelant clivage de premier ordre, celui qui est parallèle au plan g^1 lui-même, et auquel les deux autres sont perpendiculaires.

Le plan du papier est le plan g^1 (plan de symétrie des cristaux de gypse).

En exerçant normalement au plan de symétrie un effort pour percer le cristal, j'ai observé que l'air interposé entre le feuillet déformé et le feuillet traversé donnait lieu à des anneaux colorés elliptiques semblables aux ellipses de conductibilité, et j'ai été conduit à rechercher la valeur des coefficients d'élasticité du gypse, suivant les rayons vecteurs de ces courbes. J'ai déterminé les coefficients d'élasticité de flexion de lames de gypse prélevées dans différentes directions, et notamment dans les directions parallèles aux axes des

ellipses. En comparant leurs rapports à ceux des axes de conductibilité, j'ai trouvé que les premiers sont représentés par les cubes des seconds.

Je me suis servi de la formule connue

$$\frac{E}{E'} = \frac{pl^3 y'}{p'l'^3 y} = 1,939,$$

y, p, l, E désignant la flèche, la charge, la longueur et le coefficient d'élasticité par rapport au grand axe; les mêmes lettres accentuées ont la même signification relativement au petit axe.

J'ai obtenu 1,939 pour rapport des coefficients d'élasticité. Ce nombre est précisément le cube de 1,247, rapport des axes de conductibilité thermique.

SUR LA THÉORIE DES CONDENSATEURS, DE L'ÉLECTROPHORE ET DES MACHINES DE HOLTZ;

PAR M. A. RIGHI.

Dans une première Note (1) j'ai fait connaître les expériences relatives à la pénétration de la charge dans les corps isolants fixes et en mouvement. Je vais en faire voir diverses applications.

1. Les phénomènes des condensateurs s'expliquent parfaitement, en admettant la polarisation de la lame isolante, qui produit le pouvoir spécifique d'induction, et la pénétration des charges des armures sur les deux faces de la lame. On a récemment admis une théorie différente, et l'on a émis des doutes sur l'explication des décharges résiduelles, fondée sur la pénétration des charges. MM. Kohlrausch et Clausius (2) admettent que les résidus sont dus à une polarisation des molécules de l'isolant, qui, contrairement aux résultats de M. Felici (3), aurait une certaine durée après la décharge.

Les expériences qui suivent expliquent certains résultats qui,

---

(1) *Journal de Physique*, t. V, p. 182, juin 1876.
(2) *Théorie mécanique de la chaleur*, traduite par F. Folie, t. II, p. 92.
(3) *Journal de Physique*, t. III, n° 35, p. 334.

au premier abord, pourraient paraître contradictoires, et démontrent comment se fait la pénétration. Que l'on forme un condensateur avec deux lames de verre vernies séparées par une couche d'air sec, et deux plateaux en laiton à un manchon isolant, on pourra montrer aisément, en éloignant les pièces du condensateur, qu'aussi bien avant qu'après la décharge la lame qui touchait le plateau positif est positive, et l'autre négative; mais, si l'air est humide, après la décharge les lames ont des charges opposées, et ces charges résident dans les faces intérieures. En ce cas, la couche d'air humide agit comme un disque de carton interposé entre les lames de verre; les électricités qui avaient peu à peu pénétré dans les faces intérieures des lames n'ont pas le temps de se recombiner aussitôt après la décharge.

Si l'on forme un condensateur avec des lames de verre en contact, interposées entre les armures, on trouve, soit avant, soit après la décharge, *positives toutes les faces qui sont du côté de l'armure positive, et négatives les autres*. Cette expérience coïncide avec celle des lames de mica de Matteucci; mais, dans beaucoup de Traités de Physique, on la cite en donnant comme négatives les faces des lames tournées vers l'armure positive. En tout cas, c'est à tort qu'on la cite comme preuve de la polarisation.

2. Voici le principe d'une nouvelle explication des décharges résiduelles, fondée sur la pénétration des charges; elle montre que, contrairement à l'assertion de M. Clausius [1], les décharges résiduelles sont dues aux électricités qui se recombinent entre les armures et les deux faces de l'isolant. Supposons que l'on ait un condensateur à lame d'air, formé de deux plateaux parallèles A et B. Soient A chargé positivement, et B au potentiel zéro (communiquant avec le sol). Soient a la charge de A, $-b = -\alpha a$ celle de B, α étant moindre que l'unité. Si l'on fait communiquer les deux plateaux pendant un peu de temps avec un conducteur imparfait, une certaine quantité q de l'électricité de A se recombine avec $-q$ de B. Les charges nouvelles de A et B seront

$$a_1 = a - q \quad \text{et} \quad -b_1 = -\alpha a + q = -\alpha a' + q(1 - \alpha);$$

[1] *Théorie mécanique de la chaleur*, traduite par F. Folie, t. II, p. 91, de la ligne 9 à la ligne 30.

leur rapport aura donc changé, et le potentiel de B ne pourra plus être zéro, mais aura une valeur positive. Ce cas idéal est analogue au cas réel d'un condensateur ordinaire. Aussitôt après la décharge, les armures sont au niveau zéro, et chacune est chargée d'électricité contraire à celle de la face de la lame isolante qu'elle touche; mais sa charge est, en quantité absolue, un peu moindre. Peu à peu, les électricités contraires se recombinent, et le potentiel, de zéro qu'il était, devient positif dans l'armure qui fut chargée positivement, et négatif dans l'autre; et, si l'on fait communiquer les armures, on obtient une première décharge résiduelle, qui pourra être suivie par d'autres.

On comprend qu'en faisant abstraction des très-petites quantités d'électricité qui pourront traverser la lame isolante, on ne perd pas d'électricité dans les décharges par le fait des résidus. Il y a au contraire perte d'énergie, parce que les électricités des décharges résiduelles sont à des niveaux moindres. Cette perte correspond à la chaleur qui doit se développer pendant la lente neutralisation, entre les faces du verre et les armures.

3. Passons à la théorie de l'électrophore. On n'a pas, que je sache, expliqué complétement l'effet de l'armure inférieure.

Supposons l'électrophore formé d'une lame d'ébonite, posée sur un plateau métallique et que l'on frotte la face supérieure de la lame. Par influence de l'électricité négative qui s'y développe, une certaine charge positive passera du plateau à la face inférieure de la lame. En mettant l'autre armure en communication avec le sol, elle se chargera d'une quantité d'électricité positive, très-peu moindre que la négative de la face supérieure de la lame; car l'influence de la charge positive pénétrée dans la face inférieure est presque tout à fait détruite par la charge négative qu'elle induit sur l'armure inférieure. Et cela est toujours vrai, que le contact entre la face inférieure de la lame et son armure soit bon ou mauvais. Dans le premier cas, la face inférieure de la lame se charge plus tôt, mais aussi plus tôt son électricité se recombine avec celle qu'elle induit sur le plateau inférieur. Mais cette charge induite suffit à tout moment pour masquer presque entièrement l'action extérieure de la charge positive de la lame.

Si le plateau inférieur est un conducteur imparfait, bois ou air

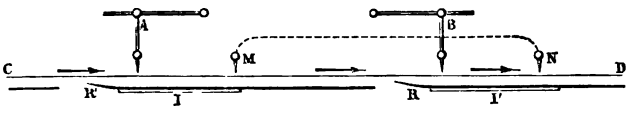
humide, pendant qu'on laisse l'armure supérieure sur la lame, il n'y a pas de temps suffisant pour que la charge positive qui se sera formée pendant le frottement de la face supérieure de la lame sur la face inférieure attire assez d'électricité dans le bois ou l'air. L'action extérieure de cette charge positive ne sera donc pas complétement détruite, et étant opposée à l'action de la face frottée l'armure se chargera d'une moindre quantité d'électricité positive. Ainsi s'expliquent les moindres effets que l'on a avec un électrophore, sans armure inférieure métallique.

Les électricités se recombinent très-lentement aussi, entre l'armure supérieure et la face frottée.

4. Pour la théorie complète des machines de Holtz, de première et de deuxième espèce, et pour la description et la théorie de deux nouvelles machines à bande de caoutchouc, je renverrai le lecteur au Mémoire original. Je me contenterai de rapporter un point de la théorie du conducteur diamétral que Poggendorff ajoute à la machine de Holtz.

Soit CD (*fig.* 1) la ligne décrite par un point du disque mobile, supposée rectifiée, R'IRI' le disque fixe, I, I' les armures, R, R' les pointes en carton, A, B les peignes ordinaires, M, N les peignes du

Fig. 1.



conducteur diamétral. On sait qu'en faisant communiquer A avec l'armure positive et B avec la négative d'un condensateur chargé, et en tournant le disque, la machine entre en action, de manière que A et B augmentent leur charge; tandis que, s'il n'y a pas de conducteur MN, la machine se charge de manière à intervertir les charges du condensateur. Cela s'explique comme il suit : le disque se charge positivement sous A; mais, arrivant sous M, en attire assez d'électricité négative pour intervertir sa charge et aller charger négativement l'armure I' (*voir* les dernières expériences de la première partie). De même, I se charge positivement, et, après quelques tours, la machine agit de manière à augmenter la charge des

conducteurs A et B. Mais, si les peignes M et N n'existaient pas, le disque chargé positivement par A chargerait à son tour I' d'électricité positive; de même I se chargerait d'électricité négative, et la machine agirait d'une manière opposée.

Le conducteur MN augmente beaucoup le pouvoir de la machine, parce que, dans la machine en action, lorsque A et B étant très-chargés donnent peu d'électricité au plateau tournant, M et N, par influence des armures, complètent sa charge, et les armures peuvent ainsi continuer à se charger mutuellement.

H. HELMHOLTZ. — Versuche über die im ungeschlossenen Kreise durch Bewegung inducirten elektromotrischen Kräfte (Expériences sur les forces électromotrices induites dans des circuits ouverts); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 87, 1876.

ZÖLLNER. — Zur Widerlegung des elementaren Potentialgesetzes von Helmholtz durch elektrodynamische Versuche mit geschlossenen Strömen (Réfutation de la théorie du potentiel élémentaire d'Helmholtz par des expériences sur des circuits fermés); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 106, 1876.

La force électromotrice induite dans un conducteur qui se meut dans un champ magnétique peut être calculée, soit par la formule connue de Neumann, soit par la loi de Faraday, et ces deux procédés conduisent au même résultat. Si le conducteur ne forme pas un circuit fermé, cette force dépend non-seulement des positions initiales et finales du conducteur, mais aussi du chemin parcouru par ses extrémités, et il est impossible de trouver un *potentiel élémentaire* exprimant la valeur de cette force pour chacun des éléments du conducteur, qui ne soit fonction que de ses positions initiales et finales, et conduisant aux mêmes résultats que la formule de Neumann, tant de fois vérifiée par l'expérience.

On est obligé d'ajouter aux termes comprenant les deux positions extrêmes de l'élément d'autres termes dépendant du déplacement de ses extrémités; la formule élémentaire exprimant la force induite dans un conducteur ou, ce qui est la même chose, le travail des forces électrodynamiques pendant le déplacement de ce conducteur, se trouve ainsi décomposée en deux groupes de termes, les uns contenant les coordonnées initiales et finales des éléments de ce conducteur, les autres contenant les coordonnées à chaque

instant des extrémités de ce conducteur. De cette expression du travail ainsi transformée, on arriverait à conclure que non-seulement deux éléments de courant agissent l'un sur l'autre, mais qu'il existe encore des forces s'exerçant entre chacun de ses éléments et les *extrémités* de l'autre. En appliquant ces formules au calcul des réactions d'un circuit fermé et d'un conducteur rigide, on trouve exactement les mêmes résultats qu'en employant la formule d'Ampère, ce qui est évident *a priori;* ces formules nouvelles, que M. Helmholtz a désignées sous le nom de « loi du potentiel élémentaire », dérivent toujours, par des calculs plus ou moins compliqués, de la loi d'Ampère; elles conduisent seulement à distribuer autrement les forces élémentaires, et, pour cette raison, M. Helmholtz a pensé que des expériences faites sur des circuits non fermés pouvaient seules décider entre sa théorie et l'ancienne, et a engagé à ce sujet une polémique avec MM. Bertrand, C. Neumann et Riecke.

On a déjà rendu compte [1], dans ce journal, des expériences de M. Zöllner, qui montrent bien la non-existence de ces forces supplémentaires agissant sur les extrémités de courant, sur les « Gleitstellen », que M. Helmholtz est obligé d'introduire. M. Zöllner insiste de nouveau sur la valeur de la démonstration, à laquelle M. Helmholtz avait paru n'attacher que peu d'importance.

De son côté, M. Helmholtz, et l'un de ses élèves, M. Schiller, se sont placés dans de tout autres conditions expérimentales. Un anneau d'acier a été entouré de fil conducteur et fortement aimanté, puis suspendu verticalement dans une cage en verre presque entièrement recouverte de papier d'étain; on a approché de la partie verticale de cet anneau une pointe par laquelle s'écoulait dans l'air l'électricité fournie par une machine de Holtz. Le magnétisme de l'anneau, l'intensité du courant ont été mesurés, et l'on a calculé la déviation que cette pointe fonctionnant comme extrémité de courant aurait dû faire éprouver à l'anneau, déviation que le calcul a indiquée comme très-appréciable. Expérimentalement, aucun effet n'a été observé : donc les extrémités de courant n'ont pas d'action, et par suite la formule élémentaire d'Helmholtz n'a au-

---

[1] *Journal de Physique*, t. IV, 183. (Dans cet article une faute d'impression s'est introduite : Glütstelle, *au lieu de* Gleistelle.)

cune valeur. Telle est la conclusion déduite de l'expérience par M. Helmholtz lui-même et qui rend inutile toute discussion ultérieure.

M. Helmholtz a également cru devoir vérifier qu'une force électromotrice est induite dans un fil horizontal tournant autour d'un aimant vertical; et, en utilisant cette force électromotrice pour charger un condensateur, il a pu, tout en évitant l'existence de « Gleitstellen », mesurer cette force, et l'a trouvée égale à la force électromotrice produite dans les mêmes conditions dans un circuit fermé par un « Gleitstelle »; cette dernière n'aurait donc aucune influence.

Au lieu d'abandonner cette théorie déjà compliquée, M. Helmholtz, en y soudant l'hypothèse de M. Faraday et de M. Maxwell, qui assimile la polarisation des diélectriques à des courants, se propose de l'étendre au cas où il y a glissement d'un corps conducteur sur un corps non conducteur; même avec cette complication, l'expérience de Zöllner resterait inexplicable.

A. Potier.

WARREN DE LA RUE, HUGO W. MULLER ET WILLIAM SPOTTISWOODE. — Experiments to ascertain the cause of stratification in electrical discharge *in vacuo* (Expériences faites pour déterminer la cause de la stratification de la décharge dans le vide); *Phil. Mag.*, 5e série, t. I, p. 239.

On sait que les stratifications qui accompagnent le passage de l'étincelle d'induction à travers les gaz raréfiés sont également données par la machine de Holtz et la bouteille de Leyde, pourvu qu'on modifie convenablement les conditions de la décharge. MM. Warren de la Rue, Müller, W. Spottiswoode parviennent aux mêmes résultats, mais également dans des conditions particulières, avec une pile à haute tension.

La pile est une pile à chlorure d'argent de 1080 éléments. Le lecteur trouvera dans les *Comptes rendus* de 1875 (2e semestre, p. 686) tous les détails relatifs à la construction de cette pile : je me contenterai de rappeler que la force électromotrice de chaque élément est, à quelques centièmes près, celle d'un élément Daniell; que sa résistance est de 70 Ohms par élément; qu'elle dégage par minute 214 centimètres cubes de gaz dans un voltamètre rempli

d'acide sulfurique étendu de huit fois son volume d'eau et présentant une résistance de 11 Ohms; que sa distance explosive maximum est dans l'air de $0^{mm},1$, l'étincelle partant entre deux fils de cuivre, l'un terminé par une pointe, l'autre par une surface plane, et dans le vide (le vide ayant été fait sur de l'acide carbonique) de $30^{c},5$; enfin qu'elle est d'une constance tout à fait remarquable.

Met-on les deux pôles en communication avec les électrodes métalliques d'un tube de Geissler, de forme et de dimension convenables, le courant passe et l'on voit les deux fils, particulièrement le fil négatif, s'entourer d'une auréole lumineuse formée de couches concentriques alternativement brillantes et obscures; le reste du tube est rempli d'une lueur parfaitement continue; toutefois, dans certains cas, on pressent une tendance à la stratification.

Pour changer l'aspect du phénomène, il suffit de mettre les piles en relation avec des conducteurs isolés ou avec les armatures d'un condensateur.

Les condensateurs employés étaient de formes et de capacités diverses; avec chacun d'eux les effets sont différents : il s'agit surtout, dans la Note qu'on analyse ici, de ceux que donne un condensateur formé de deux fils de cuivre recouverts de gutta-percha, enroulés parallèlement sur une bobine. Ces fils ont $1^{mm},6$ de diamètre; dans une des bobines, leur longueur est 159 mètres, dans un autre 320.

Chacun des pôles de la pile est mis en relation avec l'un de ces fils dont l'autre extrémité reste libre et isolée. Si l'on établit alors, comme précédemment, la communication avec le tube de Geissler, on voit apparaître des stratifications de la plus grande netteté.

Il est évident que, dans ce cas, le condensateur ne garde pas une charge constante, mais qu'il se charge et se décharge partiellement à des intervalles très-courts. Le flux qui traverse le tube éprouve dans son intensité des alternatives correspondantes et la décharge présente le caractère de périodicité qu'on rencontre dans l'étincelle d'induction ou encore dans celle d'une batterie, quand on augmente convenablement la résistance.

Les auteurs mettent ce caractère en évidence d'une manière très-simple :

Ils introduisent dans le circuit le gros fil d'une petite bobine d'induction dont on a enlevé le noyau de fer doux, et dont le fil induit communique avec un second tube de Geissler. Si les pôles

de la pile sont simplement en communication avec les électrodes du premier tube, il ne se produit point de stratifications dans celui-ci, ni de lumière dans l'autre; le courant est constant et le flux sans alternatives. Mais, s'ils sont en même temps en relation avec les armatures du condensateur, la lumière apparaît dans le second tube en même temps que les stratifications dans le premier.

J. JOUBERT.

R. SABINE. — On a method of measuring very small intervals of time (Sur une méthode pour mesurer les très-petits intervalles de temps); *Phil. Mag.*, 5e série, t. I, p. 337; mai 1876.

Cette méthode originale repose sur ce fait qu'un condensateur chargé ne peut se décharger que d'une seule façon à travers un circuit de résistance donnée. Le temps nécessaire pour passer du potentiel P au potentiel p, ou, ce qui revient au même, pour passer d'une déviation c au galvanomètre à réflexion à une déviation c, est donné par l'expression

$$t = fr \log \frac{P}{p} = fr \log \frac{c}{c},$$

où les logarithmes sont népériens. Les seules quantités à connaître sont f, capacité électrique du condensateur, et r la résistance du fil de décharge.

L'exactitude de cette formule a été vérifiée à l'aide d'un chronomètre spécial, construit par Wheatstone, et elle a servi à son tour à diverses mesures, par exemple à celle de la vitesse d'une balle de pistolet au sortir de l'arme. Les résultats obtenus sont assez nets et assez concordants, à la condition qu'on prenne des précautions expérimentales pour le détail desquelles je ne peux que renvoyer au Mémoire original.

DUCLAUX.

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE DE SAINT-PÉTERSBOURG.

K. KRAIEWITSCH. — Sur la construction des électro-aimants, p. 8.

En supposant que la force d'un électro-aimant croisse avec le produit de la force du courant et du nombre des tours de la bobine,

que la surface de la batterie et les dimensions de la bobine soient données, l'auteur démontre que cette force est indépendante de l'épaisseur du fil, si la condition de l'égalité entre les résistances de la batterie et du fil est remplie.

D. Bobyleff.

Th. EVALD. — Expériences sur quelques phénomènes produits par l'électricité sur les corps pulvérulents, p. 23.

L'auteur a cherché à réduire les figures de Lichtenberg à leur forme la plus simple. Une plaque métallique non isolée, couverte d'une couche épaisse de poudre de lycopode, est placée à 20 millimètres de distance, sous une pointe métallique. Après avoir électrisé positivement cette pointe à l'aide d'un tube de verre frotté par du cuir chargé d'amalgame, on retourne la plaque et on lui imprime une légère secousse. La poudre non influencée par l'électricité tombe, et il se forme sur la plaque une rondelle de poudre adhérente, semblable à une goutte de liquide dont le centre coïncide avec le pied de la perpendiculaire abaissé de la pointe sur la plaque. L'électricité négative, fournie par un bâton de cire à cacheter, produit une rondelle pareille à la précédente, mais entourée d'un anneau.

Si l'on augmente la distance entre la plaque et la pointe, la figure produite par l'électricité positive ne change pas de caractère, mais l'anneau de celle produite par l'électricité négative diminue de largeur et finit par disparaître. Au contraire, en diminuant cette distance, on réduit la figure positive à un seul anneau avec un petit amas de poussière au centre, et la figure négative à un simple anneau.

La forme des figures se complique, si l'on interpose divers écrans entre la plaque et la pointe. C'est le contour extérieur de l'écran qui joue le rôle principal et détermine la forme de la figure.

L'auteur est disposé à croire, contrairement à l'opinion de Faraday, que les poussières soumises à l'action des chocs répétés forment des amas semblables à des gouttes de liquide sous l'influence directe de l'attraction moléculaire entre les parcelles rendues libres dans l'espace pour un instant par l'action de l'inertie, et sous l'influence des tourbillons d'air. Une expérience faite par l'auteur semble con-

firmer cette supposition. Il place sous la cloche pneumatique une sonnerie galvanique dont le marteau frappe une membrane tendue horizontalement et couverte de lycopode. Les amas en forme de gouttes se forment sur les points les plus agités de la membrane, même quand la pression de l'air sous la cloche est réduite à 25 millimètres de mercure.

Le résultat négatif d'une expérience semblable de Faraday est attribué par l'auteur à l'intensité trop faible des vibrations développées par ce savant.

W. Lermantoff.

G. BRAUER. — Instrument pour mesurer les distances focales des lentilles oculaires, p. 55.

L'auteur a fait construire dans son atelier un petit instrument, d'un emploi très-facile, pour déterminer les distances focales des lentilles oculaires par la méthode de Fraunhofer. La lentille est placée en contact avec l'objectif de la lunette et fixée avec un couvercle, percé d'un trou concentrique. La marque, tracée sur un verre plan, peut glisser sur une règle divisée jusqu'à la coïncidence avec la surface de l'objectif.

D. Bobyleff.

W. LERMANTOFF. — Sur une application de la batterie de M. Planté, p. 57.

Il s'agit de la possibilité théorique de produire une lumière électrique continue à l'aide de la décharge alternative de l'une des deux batteries Planté chargées successivement par quelques éléments de Bunsen de faible résistance intérieure, possibilité déjà démontrée par M. Planté lui-même.

D. BOBYLEFF. — 1. La distribution d'électricité statique sur les conducteurs placés dans un milieu diélectrique, p. 64. — 2. Sur les conducteurs placés dans un fluide diélectrique, p. 122.

1. L'auteur démontre le théorème suivant :

La distribution d'électricité sur les surfaces des conducteurs quelconques placés dans un milieu diélectrique est semblable à celle qui aurait lieu dans le vide si les tensions sur les conducteurs étaient

les mêmes. La densité est plus grande dans le rapport $(1 + 4\pi k) : 1$, où $1 + 4\pi k$; k est la constante diélectrique du milieu isolant.

2. L'auteur démontre théoriquement que l'action réciproque de deux conducteurs placés dans un fluide diélectrique est diminuée dans le rapport du carré de la constante diélectrique k, si la quantité d'électricité reste la même que dans le vide.

N. Hesehus.

D. MENDELEEFF. — Sur la dilatation du mercure d'après les expériences de M. Regnault, p. 75.

M. Mendeleeff déduit des expériences de M. Regnault la formule suivante. En prenant le volume du mercure à zéro C. pour unité, le volume à t^0 sera

$$V_t = 1 + 0,0001801\, t + 0,00000002\, t^2.$$

En calculant la formule, l'auteur a pris en considération le poids d'air contenu dans le tube de jonction et l'erreur possible des observations. La première correction n'était faite ni par M. Regnault, ni par M. Bosscha, ni par M. Wüllner.

Cette formule ne s'éloigne pas des nombres de M. Regnault, correctement calculés, plus qu'à ± 3 (en prenant le volume à zéro pour 100 000), tandis que les formules de MM. Regnault, Bosscha et Wüllner diffèrent davantage.

La connaissance exacte de la dilatation du mercure est d'une grande importance pour la détermination des coefficients de dilatation du verre; car, en appliquant les diverses formules, on obtient des écarts de plus de 2 pour 100, même à 100 degrés C.

N. Hesehus.

Th. SCHWEDOFF. — Sur la diffraction des rayons électriques, p. 100.

Un cas particulier de la distribution du courant galvanique dans une plaque mince est analysé par l'auteur expérimentalement et théoriquement.

Quelques petites discordances entre la théorie et l'expérience conduisent l'auteur à l'idée de l'existence de la diffraction des

rayons électriques. La méthode d'observation et les vues théoriques de l'auteur sont publiées dans les *Annalen der Physik von Poggendorff*. Erg. B. VI, p. 85. (*Sur les rayons électriques et sur les lois de leur propagation et réflexion dans les plaques conductrices.*)

N. Hesehus.

A. STEPANOFF. — Influence de la température sur les éléments galvaniques, p. 176.

L'auteur a déterminé le changement de la force électromotrice et de l'intensité du courant des éléments de Daniell, de Bunsen-Poggendorff et de Bunsen avec le liquide de Voisin sous les températures de 20, 40, 60 et 80 degrés pendant deux ou trois heures.

Les forces électromotrices étant déterminées par la méthode de Fechner (en introduisant une résistance de 7000 unités Siemens), le changement de l'intensité du courant était observé avec une petite résistance de 0,109 unités Siemens.

Les résultats sont les suivants :

1° Les forces électromotrices de l'élément Daniell aux températures de 20, 40, 60 et 80 degrés sont presque égales entre elles, et, au bout de quatre heures d'action, décroissent de 5 pour 100.

Les forces électromotrices des autres éléments dépendent peu de la température, mais décroissent plus rapidement avec le temps.

2° Pour l'élément Daniell, l'intensité du courant au commencement de l'action croît très-rapidement à la température de 40 degrés et moins rapidement à d'autres températures, et atteint son maximum après cinq à soixante minutes pour décroître ensuite lentement.

L'intensité du courant de l'élément Poggendorff, pendant le premier quart d'heure, reste à peu près constante aux températures de 20 et 40 degrés, croît rapidement à 60 degrés et un peu moins à 80 degrés; après cela, elle décroît très-rapidement à toutes les températures.

Les variations de l'élément Voisin sont analogues à celles de l'élément Poggendorff, mais se produisent sur une plus petite échelle.

Avec l'accroissement de la température, la variabilité de l'intensité est plus prononcée.

N. Hesehus.

N. SCHILLER ET R. CALLEY. — Une expérience sur l'action électrodynamique du courant de polarisation, p. 179.

On sait qu'un courant d'un seul élément de Daniell ne peut pas produire la décomposition de l'eau; mais, si l'on introduit dans le circuit d'un seul élément de Daniell un voltamètre et un galvanomètre, on observe une déviation de l'aiguille au moment de la fermeture ou la rupture du circuit. Ces phénomènes déjà connus ont donné à quelques savants le droit de comparer le voltamètre à un condensateur de grande capacité.

La question consiste à savoir si le conducteur liquide peut exercer l'action électrodynamique pendant que les électrodes se chargent. *A priori*, ce n'est pas évident.

MM. Schiller et Calley ont fait l'expérience suivante :

Dans un galvanomètre de Wiedemann, une des bobines ordinaires était remplacée par une spirale formée d'un tube de caoutchouc, rempli d'eau privée d'air et un peu acidulée. La spirale consistait en treize tours de 6 centimètres de diamètre. La résistance de cette bobine était de 1600 unités Siemens. Les deux bobines (métallique et liquide) étaient placées de telle manière que le courant des quatre éléments Daniell, traversant les deux bobines à la fois et décomposant l'eau, ne déviait pas l'aimant. Après cela, quatre Daniell étaient remplacés par un seul; pendant la fermeture du courant, on n'observait alors aucune déviation. Mais si l'on éloignait la bobine métallique, on observait une déviation, dont la première élongation était de 20 divisions.

N. HESEHUS.

O. CHWOLSON. — Sur le mécanisme des phénomènes magnétiques, p. 179.

Au commencement du Mémoire, l'auteur cherche à démontrer que l'hypothèse magnétique de Weber, appliquée convenablement, peut expliquer la marche croissante de la fonction magnétisante.

Après cela, l'auteur essaye d'appliquer l'hypothèse de Weber à l'explication des phénomènes du magnétisme permanent, en ajoutant à ladite hypothèse la supposition que chaque molécule est soumise à l'influence d'une résistance constante, pareille à la

friction. Il explique superficiellement tous les phénomènes du magnétisme permanent.

Les expériences de l'auteur, malheureusement peu nombreuses, confirment ses raisonnements; les chiffres les plus concluants sont ceux qui confirment l'une des lois de M. Jamin : « Le magnétisme transitoire, développé par un courant, est indépendant de l'état permanent ». (*Comptes rendus,* t. LXXVII, p. 1392.)

D'après les expériences de l'auteur, l'autre loi de M. Jamin : « Le magnétisme, détruit par un courant inverse, est aussi indépendant de l'aimantation intérieure (*ibid.*, p. 1394) », ne serait pas exacte.

D. Bobyleff.

P. COLLEY (de l'Université de Moscou). — Sur un certain cas de travail mécanique exécuté par le courant galvanique, p. 333.

La force électromotrice d'une batterie galvanique est proportionnelle à la quantité totale d'énergie développée par les réactions qui s'y produisent. Cette force diminue si le courant produit un travail mécanique; elle s'accroît, au contraire, si une force mécanique extérieure produit le mouvement que le courant tend à produire. Se fondant sur ces faits connus, l'auteur conclut que, pendant l'électrolyse d'une colonne de liquide verticale, le transport de matière de bas en haut diminue la force électromotrice existante, et *vice versâ.*

La plus concluante des nombreuses expériences faites par l'auteur pour constater cette conception théorique est la suivante : une solution concentrée d'azotate d'argent a été mise dans un tube vertical en verre, long de $1^m,6$, et contenant des électrodes d'argent à ses deux extrémités. Le liquide a été à peu près purgé d'air à l'aide d'une machine pneumatique, après quoi le tube fut fermé. Un galvanomètre astatique à réflexion, bien sensible, introduit dans le circuit, accusa un faible courant dû à l'inégalité des électrodes. La déviation causée par ce courant, lorsque l'argent se déposait sur l'électrode supérieure, augmentait en moyenne de 43 millimètres quand on tournait le tube de 180° autour d'un axe horizontal.

Les expériences de Helmholtz sur la polarisation dans les liquides contenant des traces d'air en dissolution ont démontré qu'il se pro-

duit dans ces conditions un transport des gaz d'une électrode à l'autre; par conséquent, le résultat numérique des expériences décrites est presque deux fois plus petit que celui donné par un calcul basé sur l'hypothèse qu'il se produit uniquement l'électrolyse du sel d'argent.

W. LERMANTOFF.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome VIII. — Juin 1876.

E.-H. AMAGAT. — *Recherches sur l'élasticité de l'air sous de faibles pressions*, p. 270.

BERTIN. — *Sur le radiomètre de Crookes*, p. 278.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome I. — Juin 1876.

RUDOLPHE KÖNIG. — *Deux notes résonnant simultanément*, p. 417.

FREDÉRICK GUTHIE. — *Des solutions salines et de l'eau qui s'y trouve fixée*, p. 446.

DON ENRIQUE SERRANO Y FATIGATI. — *Divers points d'un programme de Physique*, p. 455.

B.-O. PIERCE. — *Sur l'étincelle d'induction produite par interruption d'un circuit galvanique placé entre les pôles d'un aimant*, p. 461.

R. COLLEG. — *Sur un cas particulier de travail produit par le courant électrique*, p. 469.

RAOUL PICTET. — *Application de la Théorie mécanique de la chaleur à l'étude des liquides volatils : relation simple entre les chaleurs latentes, les poids atomiques et les tensions de vapeurs*, p. 477.

5e série. — Tome I. — Juin 1876 (supplément).

G. TSCHERMAK. — *De la formation des météorites et de l'action volcanique*, p. 497.

PLING EARLE CHASE. — *Sur l'hypothèse de l'état nébuleux.* — 2e partie : *Réaction réciproque*, p. 507.

RUDOLPHE KÖNIG. — *Deux notes résonnant simultanément*, p. 511.

LOUIS SCHWENDLER. — *Théorie générale des télégraphes, dits Duplex-Télégraphe*, p. 526.

MENDELEEFF. — *Remarque sur la découverte du gallium*, p. 542.

Annales de Poggendorff.

Tome CLVIII. — N° 6. — Année 1876.

H. BUFF. — *Conductibilité et transparence de l'air et de l'hydrogène pour la chaleur*, p. 177.

G. WIEDMANN. — *Lois du passage de l'électricité à travers les gaz* (fin), p. 252.

H.-C. VOGEL. — *Changement de hauteur du son par le mouvement du corps sonore*, p. 287.

P. SILOW. — *Sur la constante diélectrique des liquides* (deuxième Mémoire), p. 305.

K. EXNER. — *Franges d'interférence produites par deux surfaces ternies*, p. 314.

K. EXNER. — *Remarque concernant le Mémoire de Sohncke, relatif aux figures d'érosion du sel gemme*, p. 319.

W. BEETZ. — *Données anomales fournies par l'électroscope à feuilles d'or*, p. 320.

LOCKYER. — *Nouvelles raies du calcium*, p. 327.

G. SALET. — *Spectre de l'azote et des métaux alcalins*, p. 329.

TH. HOH. — *Dilatation par la chaleur des mélanges d'alcool et d'eau*, p. 334.

DE LA DIFFRACTION DANS LES INSTRUMENTS D'OPTIQUE; SON INFLUENCE SUR LES OBSERVATIONS ASTRONOMIQUES;

PAR M. CH. ANDRÉ.

I. — DÉFINITIONS.

Pouvoir séparateur. — Pouvoir optique. — On sait que l'image d'un point lumineux, assez brillant et suffisamment éloigné, produite dans le plan focal d'un objectif ou d'un miroir aplanétique, se compose d'un disque central, où l'éclairement décroît rapidement à partir du centre, et qui est entouré d'anneaux brillants dont les intensités sont rapidement décroissantes, comme le montre le tableau suivant :

Centre de l'image.....	1
Premier maximum	$\frac{1}{59}$
Deuxième maximum..	$\frac{1}{240}$
Troisième maximum.....	$\frac{1}{620}$

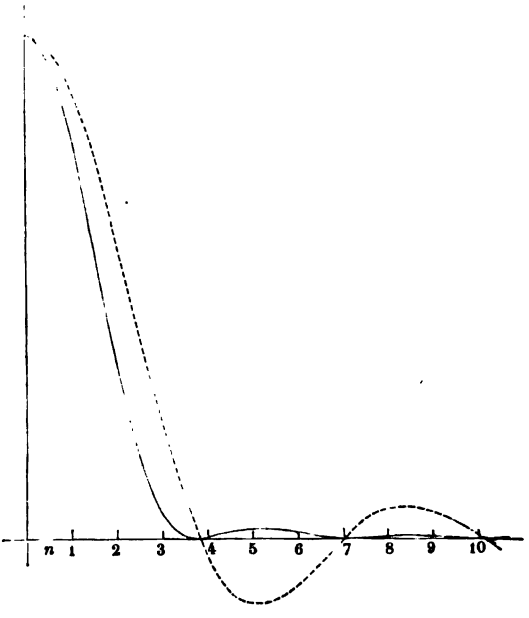
Les dimensions de ce disque central et des anneaux qui l'entourent dépendent d'ailleurs du diamètre de l'objectif ou du miroir; elles se *réduisent à zéro* pour un objectif de *diamètre infini*, et sont de plus en plus grandes, à mesure que l'on se sert d'un objectif de plus en plus petit, ou, ce qui revient au même, à mesure que l'on diaphragme de plus en plus un même objectif par ses bords, de sorte que, si l'on construit (*fig.* 1) (ligne pleine) une courbe, dont les ordonnées représentent les intensités lumineuses aux différents points de l'image donnée par une lunette déterminée, et qui ait pour abscisses les distances angulaires de ces points à l'axe de la lunette, cette *courbe des intensités* représentera les phénomènes pour un objectif d'ouverture quelconque, à la condition de faire varier l'échelle des abscisses, de telle sorte que l'abscisse qui correspond à la distance angulaire *un* croisse proportionnellement à l'ouverture employée.

Il en résulte qu'on ne peut, avec un objectif donné, séparer nettement l'une de l'autre deux étoiles dont la distance angulaire est inférieure au diamètre du disque central qui correspond à son

ouverture. C'est ce que Dawes et Foucault ont exprimé en disant que le *Pouvoir séparateur* ou le *Pouvoir optique* d'un objectif était proportionnel à son ouverture.

Si, au lieu de diaphragmer par les bords un objectif déterminé, de 30 centimètres d'ouverture par exemple, on le diaphragme par le centre, le diamètre du disque central diminue, au contraire, peu à peu à mesure que le diamètre de l'écran central augmente; il tend vers une *limite minimum*, qui est atteinte lorsque la partie laissée nue de l'objectif est réduite à une *bande marginale infiniment étroite*. Il y a donc là un moyen, qui d'ailleurs a été souvent employé, d'augmenter le pouvoir séparateur d'un objectif donné; mais, en même temps, les intensités lumineuses des anneaux brillants éloignés sont devenues des fractions de plus en plus grandes de celles du centre à mesure que les dimensions de l'écran central ont augmenté, de sorte qu'en s'opposant à l'effet optique des parties centrales de l'objectif, on a pour ainsi dire chassé la lumière du centre de l'image.

Fig. 1.



Tous ces faits, dont j'ai donné la théorie [1], montrent que, dans aucun cas, on ne doit considérer comme se réduisant à un point l'image d'une source lumineuse infiniment petite, donnée par une surface aplanétique réfringente ou réfléchissante.

L'image d'une source de diamètre apparent sensible du Soleil, de la Lune et des planètes, donnée par les mêmes instruments, doit-elle être au contraire réduite à son image géométrique ? L'inverse paraît probable au premier abord, et je vais chercher à démontrer qu'il en est réellement ainsi. J'emploierai dans ce but le moyen suivant :

Solide de diffraction. — Si l'on fait tourner autour de son axe vertical la courbe des intensités (*fig.* 1), qui correspond à l'image focale d'un point lumineux donné par un objectif ou un miroir, on engendre un certain solide de révolution que j'appelle *solide de diffraction*, et qui est l'image et comme la représentation immédiate des phénomènes lumineux existant dans le plan focal de la lunette; car, si l'axe de ce solide coïncide avec celui de la lunette, la quantité de lumière répandue sur un élément du plan focal est évidemment proportionnelle à la fraction cylindrique du volume de ce solide qui a pour base l'aire considérée.

Si l'ouverture de la lunette vient à changer, les dimensions tranversales de ce solide changent aussi (nous ne tenons pas compte des variations d'intensité qu'introduit le changement d'ouverture); elles diminuent si le diamètre de l'objectif augmente, croissent dans l'hypothèse inverse. Avec la restriction précédente, les apparences produites par un point lumineux, dans des objectifs de différentes ouvertures, sont donc les mêmes que celles que l'on obtiendrait, d'après les lois de l'Optique géométrique, en observant, avec une même lunette, ce solide placé comme nous l'avons dit plus haut, mais à des distances (suffisamment grandes) proportionnelles aux diamètres des différents objectifs.

D'un autre côté, l'observation a montré que les différents éléments, ou points lumineux, dont se compose une source lumineuse de dimensions finies, sont à un instant quelconque dans des

---

[1] *Étude de la diffraction dans les instruments d'Optique; son influence sur les observations astronomiques.*

phases différentes de leur période de vibration ; de telle sorte que les mouvements qu'ils envoient en un point quelconque ne peuvent jamais interférer, et que l'intensité lumineuse en ce point est la somme des intensités qu'y produirait chacun des éléments de la source pris isolément.

L'intensité lumineuse sur un élément superficiel du plan focal est donc représentée par la somme des volumes des parallélépipèdes élémentaires qui lui correspondraient successivement dans le *solide de diffraction* caractéristique de l'ouverture employée [1], si l'on plaçait son axe successivement au centre de chacun des éléments lumineux dont la source est formée : en d'autres termes, quelle que soit la forme donnée à l'ouverture de l'instrument dont on se sert, l'intensité lumineuse en un point quelconque M du plan focal s'obtient comme il suit :

Théorème. — *On place le solide de diffraction, caractéristique de l'ouverture, de façon que son axe perpendiculaire au plan focal passe par le point* M ; *toute la portion cylindrique du volume de ce solide comprise dans l'image de la source, telle qu'elle résulte des lois de l'optique géométrique, mesure l'intensité lumineuse au point* M.

Pour bien faire comprendre l'usage de ce théorème, je l'appliquerai successivement à différentes formes d'ouvertures et aussi à des sources lumineuses de formes diverses.

II. — Ouverture entière.

A. **La source est une fente infiniment petite, une droite lumineuse.** — J'étudierai d'abord le cas où une seule des dimensions de l'image géométrique de la source acquiert une valeur finie, que je supposerai d'ailleurs assez grande. Dans le plan focal d'un objectif ou d'un miroir aplanétique, les phénomènes lumineux sont alors tout différents, suivant que le point considéré est sur la direction

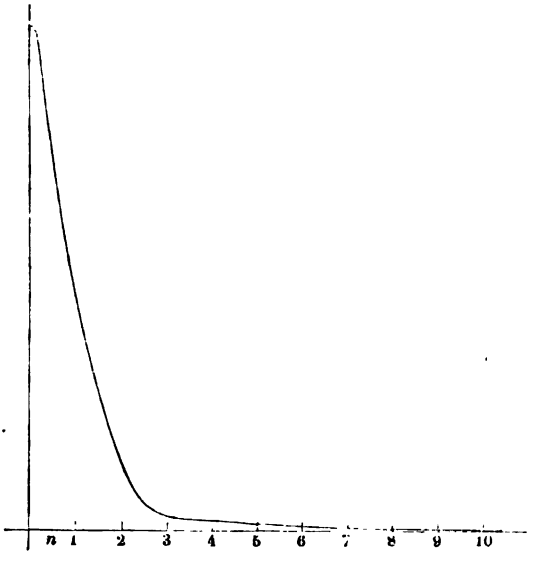
---

[1] En théorie, ce solide de diffraction s'étend indéfiniment dans un sens perpendiculaire à son axe. En pratique, on doit le limiter au minimum à partir duquel l'intensité lumineuse est insensible.

même de la ligne lumineuse, ou qu'il est, au contraire, d'un côté ou de l'autre de cette ligne.

1° *Sur la ligne lumineuse ou son prolongement.* — Au milieu de l'image géométrique de la source, l'intensité est égale à la surface de la section méridienne du solide de diffraction : il en est ainsi jusqu'au point A tellement situé, que le bord de ce solide, placé comme nous l'avons dit, coïncide alors avec celui de la fente. A partir de là, l'intensité lumineuse va en diminuant progressivement, et elle est pour chaque point égale à la surface entière de la

Fig. 2.



section méridienne diminuée de la partie graduellement croissante qui se trouve en dehors de la fente : au bord de cette fente, l'intensité est la moitié de ce qu'elle est depuis le milieu jusqu'au point A; au delà de l'image géométrique, l'intensité diminue encore progressivement et d'une façon continue, jusqu'à ce que l'on se soit assez éloigné pour que l'autre bord de la section méridienne du solide de diffraction coïncide avec le bord géométrique de l'image.

Ainsi, vers les extrémités de la ligne lumineuse, et avant que ses limites géométriques soient atteintes, l'intensité cesse d'être constante : une portion de la lumière est rejetée en dehors, et il se

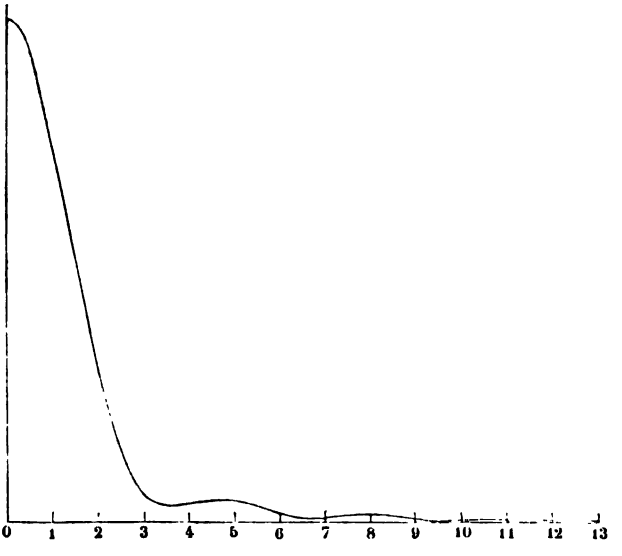
produit une *zone de lumière diffractée*, d'étendue d'autant plus grande que l'ouverture de la lunette est plus petite, dont une partie est intérieure à la ligne, l'autre partie lui étant extérieure, et où l'intensité lumineuse décroît d'une façon continue.

La *fig.* 2 représente les valeurs de l'intensité lumineuse dans la partie de cette zone de lumière diffractée extérieure à la fente elle-même : l'intensité au bord géométrique est prise pour unité.

2° *Sur une direction perpendiculaire à la ligne lumineuse.* — Pour plus de simplicité, supposons la ligne lumineuse infiniment longue. L'intensité sera alors la même en tous les points d'une droite parallèle à la source ; elle y sera égale à l'aire de la section faite dans le solide de diffraction par un plan mené parallèlement à celui de la section méridienne, à une distance de l'axe égale à celle de la droite et de la source.

La *fig.* 3, qui représente les aires de ces différentes sections,

Fig. 3.



montre que, de part et d'autre de l'image géométrique de la fente, l'intensité lumineuse, d'abord graduellement décroissante, à mesure que l'on s'éloigne de l'image géométrique, passe bientôt, comme dans le cas d'un point lumineux, par une série de minima et de

maxima. Mais il y a entre les deux cas une différence profonde ; avec une fente lumineuse, l'intensité n'est pas nulle dans les points qui correspondent aux minima.

B. Les dimensions angulaires de la source sont comparables à celles du solide de diffraction. — Si la source, au lieu d'être réduite à une simple ligne, est une fente de plus en plus large, les apparences lumineuses qui viennent d'être indiquées se transforment d'une façon continue. L'intensité en un point du plan focal est alors proportionnelle, non plus à la surface d'une section du solide de diffraction, mais à la portion du volume de ce solide comprise entre deux de ces sections, de plus en plus distantes l'une de l'autre, à mesure que la largeur de la fente va en augmentant.

Les phénomènes sont donc les suivants :

Sur la ligne médiane de l'image géométrique de la fente, l'intensité lumineuse est maximum; elle décroît ensuite immédiatement de part et d'autre de cette ligne d'une façon progressive, pour aboutir, au delà des limites de l'image géométrique, à une série de maxima et de minima, dont les intensités diffèrent d'autant moins de celles des parties voisines que le diamètre angulaire de la fente est lui-même plus grand. Lorsque ce diamètre angulaire est devenu égal à celui du solide de diffraction caractéristique de l'ouverture employée, toute trace de maxima ou de minima lumineux a disparu dans le plan focal; l'éclairement y varie alors d'une façon continue depuis le milieu de l'image géométrique jusqu'à ce qu'il devienne insensible.

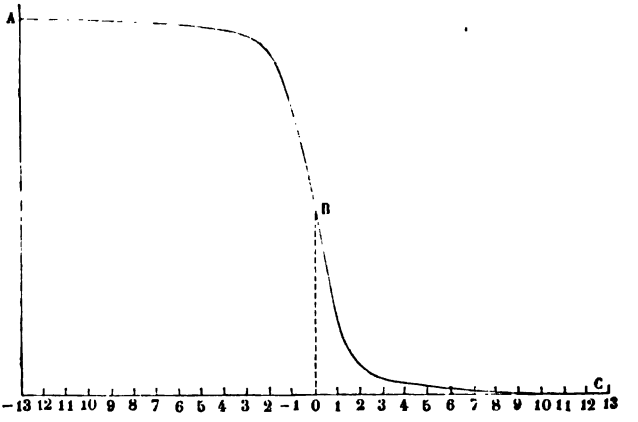
C. Le diamètre apparent de la source est très-grand dans toutes les directions. — Nous examinerons maintenant le cas véritablement utile en Astronomie, celui où le diamètre apparent de la source est très-grand dans toutes les directions; et, pour préciser, nous supposerons que ce diamètre soit assez grand pour qu'on puisse, en chaque point, considérer comme rectilignes les bords de la source lumineuse.

En appliquant le théorème général que nous avons énoncé en commençant, on voit aisément que l'image focale de la source se compose alors de deux portions : l'une semblable à son image géométrique, dépendant de sa forme et de ses dimensions appa-

rentes, mais d'autant plus grande que l'ouverture employée est plus grande, et où l'éclairement est constant et maximum; l'autre, contiguë à la première, lui faisant suite et l'entourant de toutes parts, dont la forme varie avec celle de la source, mais dont l'étendue angulaire ne dépend que de la grandeur de l'ouverture employée : cette seconde portion de l'image focale empiète en partie sur l'image géométrique, et l'éclairement y va en décroissant progressivement jusqu'à ce que, après avoir été réduit à moitié aux limites de l'image géométrique, il devienne bientôt complétement insensible.

Dans une lunette ou dans un télescope, l'image géométrique de toute source lumineuse d'un diamètre apparent suffisamment considérable se trouve donc accompagné d'une *zone de lumière diffractée,* d'étendue angulaire variable avec l'ouverture de l'instrument; et, pour trouver l'intensité lumineuse aux différents points de cette zone, il faut, dans le cas qui nous occupe, calculer les positions successives du volume du solide de diffraction séparées par un plan, qui se déplace parallèlement à lui-même, et à l'axe de ce solide depuis l'un de ses bords jusqu'à l'autre. Je les ai représentées dans la *fig.* 4, où l'abscisse zéro correspond aux limites géométriques de l'image.

Fig. 4.



D. Constante de diffraction instrumentale. — L'étendue de la zone de lumière diffractée, dans laquelle l'intensité lumineuse est assez grande pour impressionner la rétine, dépend évidemment,

toutes choses égales d'ailleurs, de l'éclat de l'astre observé. Mais, si celui-ci est assez brillant, on doit admettre que cette limite d'intensité est une fraction constante de l'intensité maximum de l'image focale, et, par suite, correspond à une même valeur de l'abscisse, quelle que soit l'ouverture de la lunette qui sert aux observations. Cela revient à dire que *le diamètre d'un astre suffisamment brillant et observé sur un fond identique varie avec l'ouverture de l'instrument employé.*

Si l'on admet que dans cette zone diffractée on cesse de percevoir la lumière dès que son intensité est le *trentième* de celle de la portion où l'éclairement est constant, on voit que, pour un objectif de 10 centimètres d'ouverture, cette zone diffractée extérieure a une étude angulaire égale à $1'',4$.

En d'autres termes, en vertu même des propriétés de l'agent lumineux au foyer d'un objectif aplanétique, le diamètre de l'image focale d'une source, dont l'étendue angulaire est suffisamment grande, est égale à son diamètre géométrique augmenté d'une certaine quantité variable avec l'ouverture de l'instrument, et qui pour un objectif de 10 centimètres atteint théoriquement la valeur de $2'',8$.

Relativement à la mesure des diamètres des astres d'une certaine étendue angulaire, le Soleil, la Lune et les planètes, chaque objectif ou chaque miroir est donc caractérisé, comme pour la séparation des étoiles multiples, par une constante déterminée, qui diffère d'ailleurs de son pouvoir séparateur et qui varie, comme lui, avec l'intensité même de la source.

Nous appellerons cette nouvelle constante *constante de diffraction instrumentale*, pour bien en rappeler l'origine; et avec les hypothèses que nous avons faites et les restrictions qui les ont accompagnées, nous sommes autorisé à dire que, pour un objectif ou un miroir de 10 centimètres d'ouverture, sa valeur est

$$2'',8.$$

Une autre conséquence également importante découle immédiatement de la théorie qui précède. Lors du passage d'une planète, Vénus ou Mercure, sur le disque du Soleil, il existe pour celui-ci deux zones de lumière diffractée : la zone extérieure dont nous venons de parler et, en outre, une zone intérieure qui empiète sur

la planète elle-même. Le diamètre de Vénus ou de Mercure, mesuré pendant le passage, devra donc être toujours plus petit que dans les conditions ordinaires d'observation; et, de plus, ce diamètre sera d'autant plus petit que l'ouverture de l'instrument sera moindre, la variation étant égale à la différence des constantes de diffraction instrumentale des instruments employés.

La vérification de ces deux lois a été faite comme il suit.

III. — Vérifications expérimentales.

1° Dans une lame de cuivre, argentée et polie sur une de ses faces, j'ai fait tailler une ouverture rectangulaire à arêtes bien rectilignes et de 2 centimètres de haut sur 1c,5 de large. On éclairait cette ouverture avec la lumière d'une lampe Drummond, tantôt par derrière pour avoir une source lumineuse directe, tantôt en avant et par réflexion pour avoir l'analogue d'une planète sur le disque du Soleil; on a obtenu ainsi :

Ouverture en centimètres.	Diamètre — Éclairage direct.	Diamètre — Éclairage réfléchi.	Différence des diamètres.
6,5	35",53	30",76	4",77
1,7	39,62	26,93	12,69
6,5	37,12	30,26	6,86
2,9	38,67	29,80	8,87
1,7	42,05	27,54	14,51

2° Dans une lame de laiton noircie, j'ai fait pratiquer deux ouvertures rectangulaires de 3 centimètres de haut sur 1c,5 de large, séparées par un espace de 1c,5, et dont les bords étaient bien rectilignes et taillés en biseau. En éclairant cette lame par derrière avec la flammme d'une lampe Drummond, on avait ainsi deux sources lumineuses d'un certain diamètre apparent, séparées l'une de l'autre par un intervalle obscur. Le diamètre extérieur était celui d'une source lumineuse directe; le diamètre intérieur correspondait évidemment au cas d'une planète mesurée sur le Soleil.

Cette disposition expérimentale était d'ailleurs préférable à la précédente; car, pour les deux diamètres, les conditions d'éclaire-

ment étaient identiques; j'ai obtenu ainsi, avec une excellente lunette de 4 pouces qui m'a été prêtée par MM. Brunner :

Ouverture en centimètres.	Diamètre extérieur.	Diamètre intérieur.
6,5	121",15	36",13
3,0	122,17	34,48
1,7	125,86	31,46

Avec une autre lunette de 4 pouces, de foyer un peu plus long, on a eu :

Ouverture en centimètres.	Diamètre extérieur.	Diamètre intérieur.
5,1	131",20	39",63
2,4	134,98	37,18
1,2	141,51	31,58

IV. — Vérification astronomique.

1° *Passages de Mercure et de Vénus.* — L'une des conditions essentielles que l'on doit rechercher, si l'on veut trouver dans les observations astronomiques la vérification de la loi que nous venons d'énoncer, est de ne comparer entre elles que les observations faites dans les mêmes conditions d'éclairement. Telles sont les mesures obtenues avec des instruments d'ouvertures différentes, mais de construction identique, lors d'un même passage de Vénus ou de Mercure sur le disque du Soleil.

Passage de Mercure du 4-5 mai 1832.

Observateur.	Instrument.		Diamètre mesuré.	Diamètre réduit à l'unité de distance.
Bessel...	Héliomètre..	0m,160	11",987	6",697
Gambart.	Équatorial...	0,070	9,290	5,184

Passage de Mercure du 8 mai 1845.

Observateur.	Instrument.		Diamètre mesuré.	Diamètre réduit à l'unité de distance.
J. Schmidt.	Lunette..	0m,068	10",853	6",057
Mädler....	Équatorial	0,224	11,754	6,542
Mitchel...	Équatorial	0,265	11,580	6,522

Passage de Mercure du 8-9 novembre 1848.

Observateur.	Ouverture.	Diamètre mesuré.
	m	
Dawes..	0,072	0,″369
Dawes.....	0,102	9,389
Arago.....	0,162	10,155

Passage de Mercure du 4 novembre 1868.

Observateur.	Instrument.		Diamètre mesuré.	Diamètre réduit à l'unité de distance.
		m		
C. Wolf....	Équatorial .	0,204	9,″430	6,″367
J. Plummer.	» ..	0,165	9,001	6,077
O. Struve...	» ..	0,064	6,840	4,618

Passage de Vénus du 8-9 décembre 1874.

Observateur.	Instrument.		Diamètre mesuré.	Diamètre réduit à l'unité de distance.
		m		
Ct Mouchez.	Équatorial.	0,217	64,″385	16,″992
Cl Tennant..	» ..	0,152	63,948	16,904

La vérification de la loi que nous cherchons à établir résulte du simple examen des tableaux qui précèdent; mais il y a plus, si, à l'aide des observations du passage de Mercure du 4 novembre 1868 et du passage de Vénus du 8-9 décembre 1874, on calcule la constante de diffraction instrumentale relative à une lunette de 10 centimètres d'ouverture, on trouve :

Pour le passage de Mercure.. 2″,795
Pour le passage de Vénus.... 2″,473

valeurs qui s'accordent de la manière la plus satisfaisante avec le nombre que nous a donné la théorie. Ainsi, lorsqu'une planète, fonctionnant comme corps opaque, limite une portion d'une source lumineuse très-intense, comme le Soleil, son diamètre diminue à mesure que l'ouverture de l'instrument augmente et la *constante de diffraction instrumentale,* relative à ce cas, peut être prise égale à

2″,634.

2° *Observations de jour et de nuit des différentes planètes.* — La comparaison des nombres qui précèdent avec ceux obtenus dans les conditions ordinaires d'observation conduit aux deux conclusions suivantes :

a. Le diamètre de Vénus, mesuré pendant le jour, est plus petit que celui que l'on obtient pendant la nuit avec un instrument de même ouverture.

b. Les diamètres de Vénus ou de Mercure, mesurés soit pendant la nuit, soit pendant le jour, sont plus grands que ceux obtenus lors des passages de ces deux planètes sur le disque du Soleil.

(*A suivre.*)

SUR LES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU GALLIUM;

PAR M. LECOQ DE BOISBAUDRAN.

Les quantités du nouveau métal que j'ai réussi à obtenir étant très-petites, il ne m'a été possible d'examiner encore qu'un nombre restreint de ses principales propriétés physiques.

Le gallium pur (1) fond à environ + 29°,5 : il se liquéfie donc rapidement dès qu'on le place dans la main. Lorsqu'il a été complétement fondu, il se maintient en surfusion avec une facilité extrême. En février-mars 1876, un petit globule a conservé l'état liquide, pendant plus d'un mois, à l'air libre de mon laboratoire de Cognac, bien qu'il fût chaque jour divisé, puis réuni, au moyen d'une tige d'acier, et cela, par des températures qui sont plusieurs fois descendues jusque vers zéro et peut-être au-dessous. Le gallium surfondu se prend en masse quand on le touche avec une trace de gallium solide.

Au-dessous de + 29°,5, ou à froid et en surfusion, le gallium liquide est très-mobile, mais apparaît comme recouvert d'une mince pellicule, sous laquelle on voit le métal couler lorsqu'on penche

---

(1) La marche suivie dans la préparation des 10 centigrammes de gallium présentés à l'Institut et à la Société française de Physique, ainsi que l'examen spectral, me porte du moins à penser que ce gallium approchait de la pureté complète.

le tube qui le contient; il adhère fortement au verre sur lequel on l'étend facilement en couche mince par frottement avec une baguette.

Même à peu de degrés au-dessous de son point de fusion, le gallium solide est dur et d'une ténacité remarquable pour un métal aussi fusible; il se coupe néanmoins au couteau comme un métal malléable et présente, sous ce rapport, quelque analogie avec l'aluminium.

Le gallium cristallise avec une grande facilité. Une petite masse à peu près sphérique, pesant 6 centigrammes, ayant été soumise à l'action dissolvante de l'acide chlorhydrique, acquit des contours polyédriques aussi nets et des facettes aussi étendues que si la masse entière eût appartenu à un cristal unique.

Chauffé au rouge vif en présence de l'air, le gallium ne s'oxyde que très-légèrement à la surface et ne se volatilise pas.

Un des caractères les plus saillants du gallium est la production d'un spectre, formé de deux raies violettes linéaires dont la plus brillante a pour longueur d'onde 417,0 et l'autre 403,1. Ce spectre s'obtient en faisant éclater l'étincelle d'induction sur une solution saline de gallium; c'est une réaction fort sensible du nouveau métal. Dans la flamme du gaz, au contraire, on n'observe qu'à grand'peine une faible trace de la raie 417,0.

La densité du gallium (provisoirement déterminée sur un échantillon pesant $6^{cg},4$ et sauf vérification ultérieure) a été trouvée égale à 4,7; c'est bien ce que le calcul indique pour un métal, qui se placerait dans les séries naturelles entre l'aluminium et l'indium. La position des deux raies violettes du gallium sur l'échelle des longueurs d'ondes tend également à classer cet élément entre l'indium et l'aluminium. La singulière fusibilité du gallium est, au contraire, en désaccord avec ce qu'on aurait pu supposer en prenant pour base de calcul les fusibilités de l'aluminium et de l'indium.

J'ai cherché à déterminer, au moins avec une grossière approximation, l'équivalent du gallium; mais les nombres obtenus dans trois expériences sont trop peu concordants pour qu'il me soit permis de les publier; il semblerait cependant, d'après ces essais imparfaits, que l'équivalent du gallium est voisin du nombre qu'on déduit de la position du gallium entre l'indium et l'aluminium; c'est-

à-dire qu'il s'accorde assez probablement, soit avec l'équivalent calculé par M. Mendeleef, soit avec celui, peu différent, que donnent mes propres hypothèses.

SUR LES CIRCONSTANCES DE PRODUCTION DES DEUX VARIÉTÉS PRISMATIQUE ET OCTAÉDRIQUE DU SOUFRE;

PAR M. D. GERNEZ.

On sait que le soufre peut affecter deux formes cristallines incompatibles, l'octaèdre droit à base rectangulaire, que l'on prépare généralement par évaporation spontanée des solutions dans le sulfure de carbone, et le prisme oblique symétrique que l'on obtient par voie de fusion. Ces deux espèces de cristaux peuvent se transformer l'une dans l'autre à des températures convenables : ainsi chaque prisme maintenu à la température ordinaire se divise avec dégagement de chaleur, sans changer de forme extérieure, en une multitude de petits cristaux octaédriques, et de même les octaèdres suffisamment chauffés éprouvent une dévitrification analogue et se transforment en prismes. Je me suis attaché à préciser les circonstances dans lesquelles se produisent ces deux variétés de soufre, sans intervention d'aucun dissolvant, et voici quels sont les résultats de cette étude.

Supposons d'abord que l'on opère avec du soufre provenant de solutions dans le sulfure de carbone : si, après l'avoir fondu, on l'abandonne au refroidissement dans un bain-marie, en le préservant du contact de poussières de soufre, il sera facile de le maintenir à l'état de surfusion à une température bien plus basse que celle où on le solidifierait par le contact d'un germe cristallin. Dans ces circonstances, le soufre peut devenir solide sous deux influences : par un refroidissement rapide de l'un des points de la masse liquide ou par un procédé dont j'ai depuis longtemps signalé la généralité, le frottement de deux corps solides au sein du liquide. On réalise facilement le premier cas en touchant avec un corps froid un point de la surface extérieure du vase qui contient le liquide; la solidification commence en face du point refroidi et se propage dans toute la masse liquide avec une vitesse d'autant

plus grande que la température est plus éloignée du point de fusion.

Pour solidifier le soufre par action mécanique, on introduit au préalable dans le liquide un long fil de verre, et, quand il est à une température convenable, on appuie sur le fil de manière que son extrémité frotte contre le fond du tube; on voit aussitôt naître aux points frottés des cristaux qui envahissent rapidement tout le liquide. J'ai reconnu que les cristaux qui se produisent dans ces deux cas sont toujours des prismes aux températures supérieures à 60 degrés et jusqu'à la température de fusion du soufre prismatique. Pour opérer aux températures inférieures à 60 degrés, où le moindre mouvement communiqué au tube pourrait provoquer la solidification, ce qui ne permet pas d'être maître de l'expérience, il suffit de produire des gouttes de soufre surfondu par le procédé signalé depuis longtemps par M. L. Dufour, que j'ai modifié de la manière suivante. Dans un tube étroit on introduit d'abord une solution très-concentrée et chaude de chlorure de zinc plus dense que le soufre, on lui superpose une dissolution moins concentrée, plus légère que le soufre, on y laisse tomber un petit fragment de soufre et l'on chauffe. Le soufre donne un globule liquide qui flotte à la surface de séparation des deux solutions. Par un refroidissement lent du tube, on peut amener les globules à la température ordinaire et même à zéro degré. Si l'on provoque la solidification de ces globules par un refroidissement brusque ou par le frottement entre deux corps solides, il ne se produit jamais que des prismes, reconnaissables parce qu'au bout de quelque temps ils se dévitrifient, deviennent plus pâles et enfin, comme nous le verrons plus loin, à ce qu'ils produisent dans du soufre surfondu des cristaux prismatiques. Ainsi, quelle que soit la température entre zéro et 117°,4, point de fusion du soufre prismatique (qui n'a pas subi antérieurement une température supérieure à 130 degrés), la forme du soufre produit spontanément ou par action mécanique est la forme prismatique, bien que cette forme ne soit pas stable aux températures où elle se produit; car, quelle que soit leur origine, ces cristaux prismatiques, abandonnés à la température ordinaire, perdent peu à peu leur transparence, ce qui les fait paraître d'un jaune plus pâle. Il en est de même des cristaux qui se produisent lorsqu'on sème dans le soufre surfondu un cristal prismatique, lequel ne donne jamais que des prismes.

Mais il est une influence capable de produire des octaèdres aux températures où naissent spontanément des prismes : c'est celle d'un germe cristallin octaédrique. Vient-on, en effet, à amener dans le soufre surfondu un cristal octaédrique assez petit pour ne pas le refroidir brusquement, il s'y développe graduellement jusqu'à solidification complète de tout le liquide. L'accroissement de ces cristaux est beaucoup plus lent que celui des prismes : cela doit tenir principalement à ce que la chaleur dégagée pendant la solidification des octaèdres est plus grande que celle qui se produit dans la formation des prismes. On voit, d'après cela, qu'il est possible de faire naître à une même température, dans du soufre surfondu, les deux variétés cristallisées du soufre, comme je l'ai fait voir antérieurement pour le cas des solutions dans la benzine, le sulfure de carbone, etc. La seule condition à remplir est d'opérer à une température inférieure à 113 degrés, qui est sensiblement le point de fusion du soufre octaédrique. On réalise commodément l'expérience de la manière suivante : on prend un tube de verre de 1 centimètre de diamètre, on le courbe à la lampe en forme d'U, de façon que les deux branches soient aussi rapprochées que possible ; on met du soufre dans une des branches, on le fond à 125 ou 130 degrés dans un bain de chlorure de calcium : il passe alors en partie dans l'autre branche. On préserve le liquide contre les poussières extérieures par des capuchons de papier placés sur les orifices du tube, puis on introduit le tube dans un bain-marie, par exemple dans un ballon contenant de l'eau maintenue en ébullition : le soufre resterait indéfiniment liquide dans ces conditions ; mais, si l'on enlève le papier qui couvre l'un des orifices du tube et si on y laisse tomber une petite parcelle de soufre octaédrique, on voit aussitôt naître à la surface du liquide un cristal octaédrique, qui est retenu par capillarité sur cette surface et se développe de haut en bas, envahissant graduellement les couches inférieures du liquide. Cette solidification sans changement de la température ambiante, étant accompagnée d'une diminution de volume, et la surface libre primitive étant solidifiée, il se fait au-dessous un vide qui fait baisser dans l'autre branche du tube le niveau du liquide d'une quantité qui est à peu près $\frac{1}{7}$ de la hauteur primitive lorsque les octaèdres sont descendus jusqu'à la partie coudée. A ce moment, si l'on veut avoir des

prismes dans l'autre branche, il suffit de découvrir son orifice et de toucher le liquide avec un fil de verre portant un cristal prismatique. En quelques secondes, les prismes viennent rencontrer les octaèdres dans la partie coudée, et comme, à la température de l'expérience, les deux espèces de cristaux sont translucides, il est impossible de les distinguer les uns des autres. Mais vient-on à laisser refroidir le tube pendant quelques minutes, au point où ils rencontrent les octaèdres, les prismes deviennent opaques et prennent une teinte blanchâtre qui s'étend peu à peu dans toute la région prismatique, laquelle contraste aussi, par son opacité, avec les octaèdres, qui ont conservé leur transparence et leur couleur. On peut, du reste, produire facilement les mêmes effets dans un tube droit; il suffit de semer les octaèdres à la surface et, lorsque la moitié supérieure du liquide est solidifiée, de toucher avec un corps froid l'extrémité inférieure du tube, par exemple d'amener rapidement avec une pipette quelques gouttes d'une solution froide et concentrée de chlorure de calcium : on produit ainsi des prismes dans la moitié inférieure du liquide; ou bien, après avoir semé un octaèdre à la surface, on le détache par un mouvement convenable communiqué au tube; il tombe alors au fond du liquide, y grossit lentement de bas en haut, et, lorsque la moitié inférieure du liquide est transformée en octaèdres, on sème des prismes à la partie supérieure, et ils envahissent le reste du liquide.

Les octaèdres que l'on fait croître dans le soufre surfondu présentent une limpidité d'autant plus grande qu'ils se sont formés plus lentement, c'est-à-dire à une température plus élevée. Vers 111 et 112 degrés, ils mettent plus d'une heure pour atteindre 1 centimètre d'épaisseur; ils ne se produisent plus lorsque la température ambiante atteint 113 degrés. A cette température, le soufre octaédrique entre en fusion s'il est en parcelles très-petites, c'est-à-dire susceptibles d'être amenées rapidement en totalité à la température de fusion. Au contraire, s'il est en fragments de quelques millimètres d'épaisseur, pour peu que la température ambiante s'élève au-dessus du point de fusion, chaque fragment, après avoir éprouvé la fusion à sa surface, se dévitrifie à l'intérieur en donnant des prismes microscopiques au contact desquels se solidifie la partie fondue, qui se remplit alors de petits prismes nettement visibles : cet effet se

produit tant que la température ambiante ne dépasse pas 117°,4, qui est, comme je m'en suis assuré, le point de fusion du soufre prismatique, lequel se confond avec le point de solidification du soufre d'abord octaédrique fondu au-dessous de 130 degrés.

J'ai supposé que, pour réaliser les expériences précédentes, on se servait de soufre octaédrique : on arrive aux mêmes résultats en faisant usage de soufre en canon ordinaire; dans ce cas, si l'on veut facilement obtenir le soufre surfondu à des températures très-inférieures au point de fusion, il convient de fondre le soufre à une température plus élevée et d'opérer dans des tubes très-propres, afin d'éviter la coloration permanente qui résulte de l'action des matières organiques sur le soufre fortement chauffé.

ÉLECTRO-ACTINOMÈTRE DIFFÉRENTIEL;

PAR M. EGOROFF,
de Saint-Pétersbourg.

L'appareil que je vais décrire est construit pour déterminer les coefficients d'absorption des rayons ultra-violets par les différents corps [1].

Il se compose de deux actinomètres de Becquerel A, A′ (*fig.* 1). Chacun de ces actinomètres consiste en une boîte parallélépipédique de verre, ayant deux faces opposées de quartz. Ces boîtes sont recouvertes de plaques de caoutchouc durci et portant chacune deux fentes, dans lesquelles se fixent les plaques d'argent iodurées.

Les deux actinomètres, remplis aux trois quarts d'une solution d'acide sulfurique monohydraté dans l'eau (2 grammes d'acide sulfurique pour 100 grammes d'eau), sont placés, l'un au-dessus de l'autre, dans une boîte commune en bois BB′; les deux surfaces CC de cette boîte, correspondant aux plaques de quartz des actinomètres, sont mobiles dans des coulisses adaptées à la boîte BB′. L'une des

---

[1] Des recherches analogues ont été faites par :

1° E. BECQUEREL, *La lumière, ses causes et ses effets.*

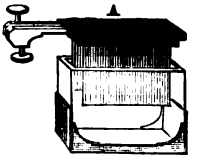
2° ALLEN-MILLER, *On the photographic transparency of various bodies and on the photographic effects of metallic and other spectra obtained by means of the electric spark.* (*Phil. Trans.* London, t. CLII, p. 811-887.)

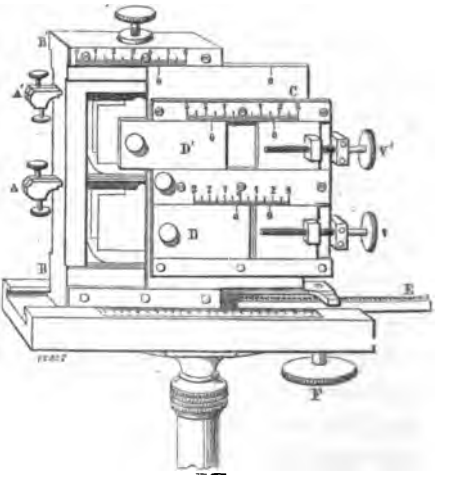
plaques mobiles est munie de deux fentes superposées correspondant aux deux actinomètres, fentes qu'on peut agrandir à l'aide des vis micrométriques V, V'.

Dans mes recherches, j'ai combiné ces actinomètres, l'un opposé à l'autre, et j'ai observé, à l'aide d'un galvanomètre à réflexion très-sensible, le courant différentiel qui s'était produit sous l'influence de la lumière sur les plaques.

Pour faire les expériences dans les mêmes conditions, c'est-à-dire avec la même sensibilité des plaques, j'ai disposé mon appareil de manière que les fentes fussent mobiles sur toute la longueur des plaques, en sorte que l'effet de la lumière pût porter alternativement sur les différentes parties de ces plaques. En outre, faisant tourner l'appareil sous un angle de 180 degrés, je puis exposer les plaques de l'autre côté. Cette boîte commune aux actinomètres, dans les différentes parties du spectre, peut se déplacer au moyen d'une crémaillère E, à l'aide d'un bouton F.

Fig. 1.





La méthode d'observation avec cet électro-actinomètre différentiel est très-simple. J'ai pris une ouverture égale pour les deux fentes, en réglant quatre plaques des actinomètres à la même sensibilité.

Je place ensuite le corps absorbant que je veux étudier entre a

lumière et la fente correspondant à l'un des actinomètres (par exemple celui du bas). Je note les déviations du galvanomètre : 1° quand un seul des actinomètres est ouvert; 2° quand les deux agissent à la fois. Avant d'appliquer cette méthode à la détermination des coefficients d'absorption, j'ai fait quelques études préliminaires pour étudier la marche du phénomène et la régularité des indications de l'appareil.

Voici quelques résultats :

1° On peut préparer sans difficulté quatre plaques de la même sensibilité de telle façon que le courant différentiel soit nul ; tandis que chaque actinomètre donne un courant équivalent de 100 à 300 divisions de la règle [1].

2° L'intensité du courant est proportionnelle aux largeurs des fentes sous l'influence de la lumière, par exemple :

Largeur des fentes.	Déviation observée.	Déviation calculée.
1mm	25	25
2	50	50
4	100	100
6	150	150
2	43	43
4	88	86
10	208	215
5	45	45
10	90	90

3° L'intensité du courant est inversement proportionnelle au carré de la distance de la source lumineuse à l'appareil ; j'ai fait les expériences avec une lampe à l'huile, en les répétant dix fois pendant vingt minutes.

---

[1] Si, après avoir iodé quatre plaques d'argent à la fois, on trouve quelque différence dans la sensibilité, on peut toujours rendre cette sensibilité égale par l'action temporaire de la lumière diffuse sur l'une ou sur l'autre des plaques, jusqu'à ce que le courant différentiel soit nul.

J'ai obtenu toujours les mêmes déviations :

Distance.	Déviation.
40^{cm}	15
20^{cm}	60

4° Avec des lentilles de quartz et un prisme de spath d'Islande, le spectre avait 35 millimètres de hauteur et 60 millimètres de longueur. La fente avait 2 millimètres d'ouverture. J'ai observé des déviations très-concordantes dans différentes parties du spectre solaire, à $4^h 25^m$ du soir, le 12 juin. Par exemple, entre *g* et H, la déviation était de 270 déviations de la règle; pour la raie R, elle était de 28 et entre T et V elle était de 4 divisions.

Ces expériences me paraissent démontrer qu'il y a proportionnalité exacte entre l'intensité de la lumière et celle du courant. La grande sensibilité et la précision de mon appareil montrent qu'il peut être considéré comme un photomètre très-délicat. Je me réserve de l'appliquer à l'étude d'un certain nombre de questions.

Ces premières expériences ont été faites au laboratoire de Physique du Collége de France, et mon appareil a été construit dans les ateliers de M. Duboscq.

C. VOGEL. — Ueber die Veränderung der Tonhöhe bei Bewegung eines tönenden Körpers (Sur les changements de hauteur qu'éprouve un son par le mouvement du corps sonore); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 287; 1876.

On sait qu'un son monte en hauteur ou devient plus grave si la distance de l'observateur au corps sonore diminue ou augmente, pourvu que la vitesse de l'un ou de l'autre soit suffisamment grande. On se rappelle la théorie de M. Doppler, les expériences de M. Buys-Ballot, qui semblent la confirmer, les objections de MM. Petzval et de Van den Willigen.

M. Vogel a répété les expériences de M. Buys-Ballot en prenant pour corps sonore le sifflet d'une locomotive. Les observateurs étaient à une station; ils écoutaient le son du sifflet pendant que la locomotive s'approchait d'eux et aussi pendant qu'elle s'en éloignait. La station était environ à $2^{km},3$ du point de départ, à $1^{km},3$

du point d'arrivée. On donnait à la locomotive une marche aussi uniforme que possible, et l'on déterminait sa vitesse en notant le moment où la locomotive passait devant chaque borne kilométrique.

On prenait l'unisson du son entendu sur un violon dont le manche était divisé de 5 en 5 millimètres et qui était accordé à l'aide d'un diapason étalonné. On a calculé à l'aide de la formule de Doppler le nombre des vibrations correspondant au son et on l'a comparé au nombre de vibrations déduit de l'observation directe du son. Le changement de hauteur se fait bien dans le sens indiqué par la théorie, mais le son observé à l'approche s'est trouvé presque toujours plus aigu que le son calculé. C'est le contraire lorsque la locomotive s'éloigne, et le son observé est plus grave que ne le donne le calcul. La somme algébrique des différences prises dans un même trajet de la locomotive entre les sons calculés et observés atteint 20 vibrations pour la plus grande vitesse de la locomotive, $18^m,5$ par seconde. Elle diminue avec cette vitesse. Le nombre des vibrations variait de 1600 à 2000 environ.

L'écart entre les résultats de l'observation et le calcul est plus grand qu'on ne pourrait s'y attendre. Il ne peut être attribué à l'influence du vent ni à celle de la température. Il faut remarquer que ces expériences présentent de grandes difficultés : on juge de la hauteur du son du sifflet au départ et à l'arrivée ou au moment où il passe devant la station; on cherche à la mesurer ensuite lorsque la locomotive est à quelques centaines de mètres de la station. On admet implicitement que le son n'a pas changé, c'est-à-dire que la force élastique de la vapeur dans la chaudière est rigoureusement constante; c'est beaucoup demander. Quand on sait avec quelle facilité le son d'un tuyau d'orgue varie avec la pression, l'écart signalé par l'auteur entre l'observation et le calcul ne semble pas très-étonnant. Il se pourrait bien que, dans une locomotive dont le sifflet reste constamment ouvert pendant tout le trajet, la force élastique de la vapeur diminuât assez pour rendre plus graves les sons observés dans la seconde partie du trajet.

E. Gripon.

J. ERICSSON. — The difference of thermal energy transmitted to the Earth by radiation from different part of the solar surface (Différences entre l'énergie calorifique transmise à la Terre par la radiation des diverses parties de la surface du Soleil); *Nature*, t. XII, 14 octobre 1875, et t. XIII, 9 décembre 1875.

M. Ericsson a cherché la loi de la distribution de la chaleur émise par le Soleil, en recevant directement sur des actinomètres les radiations émises par les divers points de sa surface, et en mesurant leur intensité calorifique. Il était important, en effet, d'élucider cette question, déjà étudiée par le P. Secchi (1) et par M. Langley (2). Les expériences de M. Ericsson confirment les résultats obtenus par M. Langley, et démontrent que l'intensité calorifique diminue du centre aux bords suivant la même loi, dans toutes les directions.

Nous décrirons seulement la méthode expérimentale à laquelle M. Ericsson s'est arrêté après quelques essais.

Soit, à la latitude de 40 degrés, un édifice de 28 mètres de hauteur, dont une des faces, orientée de l'est à l'ouest, regarde le nord; un observateur situé par derrière, à une distance de 8 mètres, verra le Soleil passer exactement au sommet de cet édifice, au moment du solstice d'été.

Un écran métallique placé à ce sommet, normalement à la direction des rayons solaires à midi, et percé d'une ouverture circulaire de 313 millimètres de diamètre, ayant par conséquent, pour un observateur placé comme nous l'avons dit, un diamètre apparent égal à celui du Soleil à ce moment, laissera donc arriver sur un actinomètre placé au même point la totalité des rayons émanant des divers points du disque solaire. Si, à la place de cet écran, nous disposons un disque opaque de 280 millimètres de diamètre, l'instrument ne recevra que les rayons qui émanent d'une partie annulaire dont la surface est la cinquième partie de celle du disque du Soleil. Enfin un écran percé d'une ouverture de 280 millimètres de diamètre laissera arriver sur l'actinomètre les rayons émis par une aire circulaire centrale ayant les $\frac{4}{5}$ de la surface du Soleil.

---

(1) *Le Soleil*, 2e édition, t. I, p. 205.

(2) *Sur la température relative des diverses régions du Soleil.* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences de Paris*, t. LXXX, p. 819 et 935.)

Ces écrans sont placés au sommet de l'édifice; un mécanisme convenable permet de régler leur position et leur écartement de manière à fixer leur distance focale sur un point donné, en raison du diamètre apparent du Soleil, variable à diverses époques.

A la partie inférieure et au foyer de ces trois écrans, sont disposés sur un même support trois actinomètres, auxquels ont peut imprimer un mouvement parallactique qui, pendant la durée des observations, les maintient au foyer des écrans. M. Ericsson a tenu compte de la diffraction des rayons calorifiques sur le bord des écrans, et il a, d'après cela, modifié leurs dimensions par une méthode expérimentale, de manière à admettre sur les actinomètres les radiations provenant d'une fraction déterminée de la surface solaire.

Les observations étaient faites à midi, et duraient sept minutes; pendant ce temps, le mécanisme parallactique déplaçait les actinomètres de 55 centimètres environ, de l'Est à l'Ouest : on observait au bout de quatre, cinq, six, et sept minutes d'exposition; le moment des lectures était donné par un chronographe.

Les observations des trois instruments étant simultanées, les résultats obtenus étaient parfaitement comparables.

La méthode employée par M. Ericsson a ceci de particulier, que les intensités de deux parties différentes de la surface solaire sont mesurées *au même instant,* avec des instruments bien comparés; elle est donc à l'abri des objections que l'on peut faire à la méthode qui consiste à mesurer *successivement* l'intensité calorifique des divers points de la surface du Soleil.

Elle offre, en outre, cet avantage capital de donner l'intensité des radiations directes; les mesures faites sur une image solaire obtenue par réfraction à travers une ou plusieurs lentilles sont loin de donner la même exactitude. La lumière qui émane des bords du Soleil est rougeâtre, en comparaison de celle qui est émise par le centre; l'absorption qu'elle a subie en traversant une épaisseur relativement considérable de l'atmosphère solaire a modifié sa composition; elle éprouve donc, en traversant le système optique de la lunette, une diminution d'autant moindre, qu'elle a été déjà plus affaiblie par une absorption antérieure; on voit donc que les mesures faites sur des images solaires formées au moyen d'instru-

ments refracteurs n'ont plus le même caractère d'exactitude que celles que l'on déduit de la méthode directe.

Ces déterminations ne sont pas cependant à l'abri d'une cause d'erreur. L'actinomètre de M. Ericsson se compose en effet d'un thermomètre dont la boule noircie se trouve au centre d'une enceinte dans la double enveloppe de laquelle circule un courant d'eau à température constante. Les rayons solaires sont admis sur sa surface par une ouverture pratiquée dans la double paroi de l'enceinte et fermée par une glace bien transparente; il est évident que l'absorption qu'ils subissent en la traversant doit être différente selon qu'ils émanent des bords ou du centre du Soleil. Il serait préférable de supprimer la glace et d'admettre directement les rayons sur la boule thermométrique; cette disposition n'apporterait aucune modification à la composition des rayons admis dans l'actinomètre.

Parmi les résultats obtenus par M. Ericsson, nous citerons les suivants:

L'un des écrans arrêtant les rayons émis par une partie centrale de la surface solaire égale à la moitié de celle du disque, et l'autre celle qui émane d'une surface marginale exactement égale aussi à la demi-aire du disque solaire, la chaleur émise par la demi-aire centrale était les 0,677 de celle qui provenait de la demi-aire marginale.

En partant de ce résultat, et en admettant que dans la région marginale l'épaisseur moyenne de l'atmosphère solaire mesurée dans la direction de la Terre soit 2,551 fois plus grande que sa hauteur verticale, M. Ericsson arrive à cette conclusion, que l'absorption exercée par l'atmosphère solaire ne peut dépasser 0,144 de l'intensité de la radiation émise par la photosphère; le P. Secchi avait trouvé qu'elle s'élève aux 0,88 de cette même intensité. La solution de cette importante question pourra nous conduire à une appréciation exacte de la quantité totale de chaleur émise par la photosphère.

M. Ericsson a cherché aussi si la chaleur émise par divers points de la surface du disque solaire situés à des distances égales de son centre est la même dans toutes les directions. Dans ce but, il a fait usage d'écrans qui n'admettaient sur deux actinomètres que les rayons émis par deux zones égales qui coupaient le disque

solaire à angle droit; en faisant varier la disposition et la grandeur de ces zones, et en admettant seulement des rayons qui provenaient de segments d'égales surfaces pris dans les régions polaires ou équatoriales, il a constaté que l'énergie de la radiation est la même dans tous les sens, aux pôles comme à l'équateur.

Les premières expériences de M. Ericsson l'avaient d'abord conduit à conclure que la température du pôle nord du Soleil est un peu supérieure à celle du pôle sud. Mais, des observations ultérieures lui ayant donné la preuve d'une égalité parfaite des températures des régions polaires et équatoriales, il chercha la cause de ces différences. Il la trouva dans ce fait bien simple que, la distance zénithale du pôle nord étant plus faible de 0′32″ que celle du pôle sud, la chaleur qui en émane subit de la part de notre atmosphère une absorption un peu moindre; il a tenu compte de ces différences au moyen de tables qui donnent la valeur de l'absorption atmosphérique en fonction de la distance zénithale.

Il était important de suivre la loi de la diminution de l'intensité de la radiation, jusqu'au bord même du Soleil. M. Ericsson y est arrivé en diaphragmant le centre du disque solaire par des écrans de plus en plus grands, et en mesurant la chaleur envoyée aux actinomètres dans ces circonstances; il a ainsi obtenu les résultats suivants:

Un anneau marginal de 1′42″ de largeur, ayant une surface égale à la cinquième partie de celle du disque solaire, envoie une quantité de chaleur qui est les 0,638 de celle qui est émise par une surface égale prise au centre du disque.

Un anneau marginal ayant une surface égale à la dixième partie de celle du disque solaire envoie une quantité de chaleur qui est les 0,660 de celle qu'émet au même instant un anneau marginal de surface double.

Or l'hypothèse d'une diminution continue de l'intensité calorifique, du centre aux bords, étant contraire à ce dernier résultat, il faut conclure avec M. Ericsson que le bord du Soleil est limité par une mince bande dont la température est supérieure à celle des parties voisines du bord; ce fait, que M. Ericsson a constaté par plusieurs déterminations, est d'accord avec ce que nous savons de l'intensité lumineuse des divers points de la surface du Soleil: elle diminue graduellement du centre à la circonférence, qui est limitée

par une ligne étroite dont l'éclat est supérieur à celui des parties voisines du bord.

M. Ericsson explique cet accroissement de la chaleur sur la circonférence du disque solaire, en rappelant que l'intensité de la radiation émise par les gaz incandescents croît, non-seulement en raison de leur surface, mais aussi avec la profondeur. La photosphère serait dans ce cas; la grande épaisseur de sa masse, qui envoie dans la direction de la Terre des radiations tangentielles au Soleil, aurait sur l'intensité de la chaleur émise une influence supérieure à celle qui est produite par l'accroissement d'absorption dû à la plus grande épaisseur de l'atmosphère solaire sur ses bords.

A. Crova.

W. HANKEL. — Ueber die thermoelektrischen Eigenschaften des Kalkspathes, des Berylles, des Idocrases und des Apophyllites (Propriétés thermo-électriques du spath, de l'émeraude, de l'idocrase et de l'apophyllite); *Annales de Poggendorff*, t. CLVII, p. 156; 1876.

Lorsqu'on laisse refroidir un cristal préalablement échauffé, il offre à sa surface une distribution électrique, variable avec la forme du cristal; quand il présente l'hémiédrie de la tourmaline, les deux extrémités du même axe se chargent d'électricités différentes; hors ce cas, les deux extrémités du même axe jouissent de propriétés identiques, mais les extrémités d'axes différents peuvent se charger d'électricités opposées; en particulier, pour des cristaux appartenant soit au système hexagonal, soit au système du prisme à base carrée, les faces parallèles à l'axe de symétrie ne se chargeront pas de la même électricité que les faces normales ou inclinées qui limitent le cristal. On pourra distinguer deux classes de ces cristaux, suivant que l'électricité positive se portera aux extrémités de l'axe ou sur les faces latérales. A la première classe appartiennent : 1° des spaths de Scheeberg et de Freiberg, formés d'un prisme hexagonal, limité par le rhomboèdre primitif, ou un rhomboèdre plus obtus; 2° la plupart des émeraudes; 3° des idocrases de Wilni (Sibérie); 4° l'apophyllite. Au contraire, des scalénoèdres très-allongés de spath du Derbyshire, des émeraudes de l'île d'Elbe, et les idocrases d'Ala appartiennent à la seconde.

Potier.

K. EXNER. — Ueber Interferenzstreifen welche durch zwei getrübte Flächen erzeugt werden (Franges d'interférence produites par deux surfaces ternies); *Annales de Poggendorff*, t. CLVIII, p. 314; 1876.

On connaît les franges colorées qui se produisent quand on regarde l'image d'un point lumineux dans un miroir terni par la poussière. On peut obtenir les mêmes franges en observant à travers deux lames de verre ternies l'image d'un point lumineux éloigné; mais il faut pour cela que les deux surfaces qui diffusent la lumière soient parfaitement identiques entre elles comme les deux images d'un même objet. M. Exner obtient ses plaques par la photographie au moyen d'un écran noir saupoudré irrégulièrement de poussière blanche. Les deux négatifs obtenus sont placés en avant l'un de l'autre, de sorte que leurs points correspondants se trouvent tous sur des droites parallèles.

Il ne peut y avoir dans cette expérience production de franges de diffraction proprement dites, à cause de l'extrême irrégularité des ouvertures qui livrent passage à la lumière. Il faut donc attribuer les franges à l'interférence des rayons diffractés par les deux surfaces.

Soit e la distance constante de deux points correspondants quelconques a, b des deux plaques, et supposons la source lumineuse à l'infini et l'œil infiniment presbyte. Soient α l'angle des rayons directs avec a, b, φ l'angle des rayons diffractés interférents avec la même droite.

La différence de marche des deux rayons diffractés en a et b est $e(\cos\alpha - \cos\varphi)$; par suite, et à cause de la petitesse des angles α et φ, l'équation des franges sombres est

$$\varphi^2 = \alpha^2 + \frac{(2k+1)\lambda}{e},$$

k étant un entier quelconque et λ la longueur d'onde de la lumière. Ces franges sont nécessairement circulaires.

E. Bouty.

OSBORNE REYNOLDS. — On the refraction of sound by the atmosphere (Sur la réfraction du son dans l'atmosphère); *Phil. Mag.*, 5e série, t. I, p. 324; 1876.

« Pendant une excursion sur la côte est de l'Angleterre, et par un beau jour, les voyageurs d'un yacht se divisèrent en deux partis, dont l'un s'éloigna sur un petit bateau, avec la convention qu'à un signal donné on tirerait sur le yacht une fusée ou un coup d'un gros pistolet, et de plus, que tant que le yacht entendrait les appels de voix du bateau, il y ferait réponse. Le bateau s'éloigna à une distance de 8 kilomètres, jusqu'à devenir invisible pour le yacht, qui ne cessa pourtant pas d'entendre les appels du bateau, bien qu'il eût cessé d'y répondre, quand celui-ci fut hors de vue. Sur le bateau on entendait distinctement non-seulement le bruit des fusées et du pistolet, mais aussi les réponses du yacht. La dernière arriva après une intervalle de 35 secondes, ce qui donne à peu près une distance de $5\frac{1}{2}$ kilomètres. Ce n'est pas tout, on entendait aussi des coups de fusil et dans un cas l'aboiement d'un chien, venant du rivage, qui était à une distance de près de 13 kilomètres. On entendit aussi le bruit des roues d'un steamer éloigné de 24 kilomètres.

» Le jour était calme, le ciel clair, le soleil brillant, conditions que l'on considère comme les plus favorables à l'arrêt du son, par suite de l'hétérogénéité de l'atmosphère et de la réfraction vers le haut qui en est la conséquence. Mais on remarqua que les objets éloignés paraissaient ce jour-là un peu surélevés. Cela montrait que l'air était plus froid près de la surface de la mer que plus haut, et c'est à cela sans doute qu'il faut attribuer le phénomène observé; les ondes sonores étaient réfractées vers le bas, et couraient à la surface de la mer, qui, parfaitement tranquille, était ainsi convertie en une espèce de tuyau acoustique.

» Le bruit du pistolet et de l'air de la voix arrivaient avec des échos. Il n'en était pas de même du bruit des pétards. Il semble donc que l'écho ne se produit que pour les sons qui ont dans une direction plus d'intensité que dans les autres. »

Dans la seconde partie de son travail, l'auteur cherche à expliquer quelques phénomènes observés dans les expériences de 1822 sur la vitesse du son, entre Villejuif et Montlhéry. Ces faits sont les suivants.

On entendait bien de Villejuif le canon de Montlhéry, mais assez difficilement de Montlhéry celui de Villejuif, bien que le vent soufflât faiblement de Villejuif à Montlhéry. La raison en est probablement que Villejuif est dans la plaine, tandis que Montlhéry est d'abord à 80 pieds au-dessus de Villejuif, puisque, derrière la pièce de canon, se trouvaient des murailles verticales, servant de support à la tour, et renvoyant le son du côté de Villejuif. De plus, pendant les nuits où a été faite l'expérience, le ciel était clair, il y avait de la rosée, et la diminution de température dans l'air se faisait de haut en bas. Or, quand ces conditions sont satisfaites, l'auteur s'est assuré, par des expériences directes, non-seulement que le son n'a aucune tendance à monter, on l'a vu tout à l'heure, mais encore que l'effet d'un vent léger est inverse de ce qu'on pourrait croire, et que les sons produits au niveau du sol s'entendent moins loin dans la direction du vent qu'en sens contraire. La différence a été une fois de 400 mètres à 250 environ pour un timbre électrique placé à 1 pied au-dessus du sol.

E. Duclaux.

P. RIESS. — Beitrag zur Kenntniss der schwachen electrischen Fünken (Sur les étincelles électriques faibles); *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 378, 1875.

Les étincelles électriques, que M. Riess nomme *faibles*, se produisent sous certaines conditions, au lieu des étincelles ordinaires ou *fortes*. M. Riess les a obtenues entre les deux électrodes d'une machine de Holtz, dont les bouteilles étaient très-épaisses et avaient de petites armatures. Aucune solution de continuité, autre que celle qui sépare les électrodes, ne doit exister dans le circuit; les électrodes étant terminées par des boules égales, la tige qui porte l'électrode négative doit être un peu plus longue que l'autre. Les deux pôles sont donc chargés de quantités différentes d'électricité, le pôle négatif plus que le positif, et cette condition seule est importante; si la tige positive est plus longue que l'autre, on pourra encore obtenir des étincelles faibles en approchant une pointe de la boule positive, de manière à la décharger partiellement. Tandis que l'introduction dans le circuit d'une résistance considérable diminue

singulièrement l'éclat et le bruit de chaque étincelle ordinaire, elle est sans influence sur les étincelles faibles; celles-ci ne sont accompagnées que d'effets thermiques ou magnétiques insensibles.

A. Potier.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome VIII. — Juillet 1876.

J.-M. Gaugain. — *Mémoire sur le magnétisme*, p. 289.
C. Marignac. — *Sur les chaleurs spécifiques des solutions salines*, p. 410.
Bertin. — *Sur le radiomètre de Crookes*, p. 431.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome II. — Juillet 1876.

H.-M. Bosanquet. — *Nouvelle forme de polariscope et son application à l'observation du ciel*, p. 20.
Pliny Earle Chase. — *Sur les nébuleuses. — Des étoiles binaires et de leurs satellites*, p. 29.
Oliver J. Lodge. — *De quelques problèmes qui se rapportent aux flux d'électricité sur un plan*, p. 37.
R. Abbay. — *Phénomènes atmosphériques remarquables, observés à Ceylan*, p. 58.
Robert Mallet. — *Formation du lit de l'océan par la déformation du sphéroïde terrestre*, p. 61.

MESURES PHOTOMÉTRIQUES DANS LES DIFFÉRENTES RÉGIONS DU SPECTRE;

PAR M. H. TRANNIN,
Ancien préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Lille.

Si l'on considère la mesure des intensités lumineuses à un point de vue général, on est arrêté de suite par l'impossibilité où l'on est, dans l'état actuel de nos connaissances, d'établir une comparaison entre deux sources lumineuses présentant des compositions spectrales différentes. L'œil, en effet, ne peut établir une comparaison entre les intensités de deux lumières, qu'autant que ces lumières sont blanches ou présentent des compositions spectrales identiques. Si les lumières émettent des radiations d'intensités et de qualités différentes, l'œil devient inapte à former un jugement précis sur ces intensités, absolument comme l'oreille qui ne peut juger exactement les intensités de deux sons de hauteurs différentes.

La solution complète du problème de la comparaison de deux sources lumineuses différemment colorées exigerait que l'on pût déterminer : 1° l'intensité de la sensation résultant de l'action sur le sens visuel de chaque radiation, en fonction de sa force vive et de sa longueur d'ondulation; 2° l'intensité de la sensation résultant de la composition des sensations partielles, dues à chaque radiation. Ce problème, un des plus vastes et des plus difficiles qu'on puisse poser à la Physiologie, n'a guère été abordé jusqu'à présent que sous une de ses faces : « Intensité de la sensation en fonction de l'intensité de l'excitation [1]. »

J'ai restreint le problème général de la comparaison des sources lumineuses colorées à la mesure des intensités relatives des radiations de même longueur d'ondulation, prises dans des lumières de composition différente. La méthode que j'ai employée dans ce but consiste dans la superposition des spectres des lumières à comparer, et dans la production, dans ces spectres, de bandes d'interférence qui disparaissent dans une région déterminée de la partie

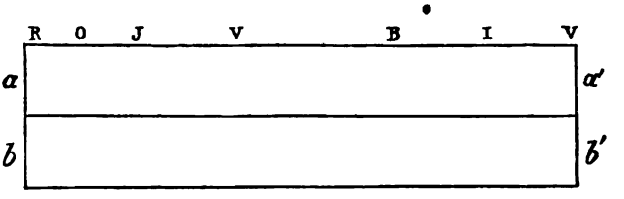
[1] *Voir* les travaux de MM. Weber, Fechner, Helmholtz, Purkinge, Dose, Delbœuf.

commune aux deux spectres, quand les radiations qui constituent cette région ont des intensités égales.

I. *Description de la méthode.* — Les rayons des deux lumières A et B à comparer sont dirigés par de petits prismes à réflexion totale, sur la fente du collimateur d'un spectroscope; les rayons de la lumière A éclairent la moitié supérieure de la fente et les rayons de B la moitié inférieure.

On aperçoit alors dans la lunette du spectroscope deux spectres lumineux, placés l'un au-dessus de l'autre (*fig.* 1) et correspondant,

Fig. 1.



l'un (a) à la lumière A, et l'autre (b) à la lumière B. Avec cette disposition expérimentale [1], la comparaison directe des intensités des diverses radiations ne comporte que peu de précision; aussi ai-je fait appel aux phénomènes si précis de la polarisation pour juger de l'égalité de deux radiations. Pour cela, entre le collimateur et le prisme dispersif du spectroscope sont placées les pièces suivantes : un prisme de Foucault, une lame de quartz parallèle à l'axe et un prisme de Wollaston.

Le prisme de Foucault polarise dans un plan horizontal les rayons lumineux parallélisés par le collimateur; le quartz taillé parallèlement à l'axe introduit une différence de marche considérable entre les rayons ordinaire et extraordinaire qui s'y forment; le prisme de Wollaston joue un double rôle analogue à celui du prisme biréfringent dans le photomètre de M. Jamin : il ramène dans deux plans rectangulaires toutes les vibrations lumineuses, et de plus dédouble les images de chacune des moitiés de la fente, qui doivent se former au plan focal de l'objectif.

Les conditions nécessaires pour la production des spectres can-

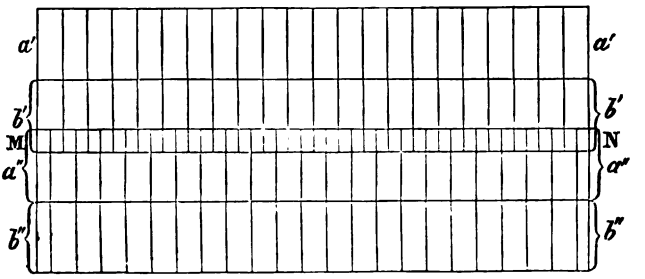
---

(1) Vierordt, *Poggendorff's Annalen*, t. CXL, p. 172.

nelés par la méthode de MM. Fizeau et Foucault sont ainsi réalisées.

Au lieu des deux spectres a et b de la *fig.* 1, on voit alors dans la lunette quatre spectres cannelés (*fig.* 2), a' et b' polarisés dans

Fig. 2.



le plan horizontal, et a'' et b'' polarisés dans le plan vertical. A cause de la rectangularité des plans de vibration de ces deux systèmes de spectres, les maxima brillants des bandes d'interférence de a' et b' seront sur le prolongement des minima des bandes de a'' et b'' et inversement; de plus ces deux systèmes coïncideront en partie par suite de l'angle de duplication du prisme de Wollaston. La partie MN commune aux deux spectres b' et a'' est formée par la superposition de deux systèmes de bandes d'interférence, provenant chacun d'une des lumières soumises à l'expérience, et ces systèmes alternent l'un avec l'autre. C'est en obtenant la disparition complète de ces bandes d'interférence, dans la région du spectre considérée, que l'on juge de l'égalité des radiations qui constituent cette région.

Je fais varier les intensités des faisceaux lumineux, soit en changeant les distances des lumières à la fente, soit en interposant entre le prisme de Wollaston et les prismes dispersifs un prisme de Foucault, qui, par une rotation convenable, ramène à l'égalité les deux faisceaux lumineux polarisés à angle droit, issus du prisme de Wollaston.

Dans cette méthode, l'œil n'a à considérer que l'existence ou l'absence de bandes d'interférence, et l'on sait que ces phénomènes sont perçus avec une très-grande exactitude.

II. *Erreur probable.* — Avant d'appliquer cette méthode à l'é-

tude des lumières colorées, j'ai cherché à connaître le degré de confiance que je pouvais lui accorder; je fis pour cela une grande quantité d'observations dans les différentes parties du spectre, et je reconnus que les coefficients de précision des observations varient avec la longueur d'ondulation, et que ces coefficients, très-élevés pour les rayons voisins du jaune, diminuent rapidement de valeur quand on s'approche des extrémités du spectre.

Avant d'entrer dans le détail de ces expériences, je crois devoir rappeler ce qu'on entend par coefficient de précision d'une série d'observations et par l'erreur probable d'une détermination.

Quand on répète plusieurs fois la même observation dans des circonstances aussi près d'être identiques que possible, on obtient généralement des résultats numériques différents. La valeur qui se rapproche le plus de la valeur cherchée inconnue est donnée, comme on le sait, par la moyenne arithmétique de toutes les valeurs fournies par l'expérience; de plus, l'exactitude de cette moyenne croît comme la racine carrée du nombre des observations.

Si l'on fait la différence de chacune des valeurs partielles avec la moyenne, on obtient une série d'écarts dont la somme algébrique est égale à zéro, et qui, au premier abord, ne semblent obéir à aucune loi; mais, à mesure que le nombre des observations augmente, on observe que les écarts les plus petits sont les plus nombreux, et le calcul et l'expérience s'accordent à montrer que les erreurs ou écarts [1] se répartissent toujours suivant la loi de possibilité exprimée par la formule

$$y = \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2 x^2},$$

dans laquelle, h représentant un paramètre variable avec la nature des observations, y est la probabilité d'une erreur de grandeur x.

La probabilité P_a, qu'une erreur x soit comprise entre zéro et a pour une espèce déterminée d'observations, est donnée par l'intégrale

$$(1) \qquad P_a = \frac{h}{\sqrt{\pi}} \int_0^a e^{-h^2 x^2} dx;$$

[1] On suppose que les erreurs systématiques ont été éliminées par des corrections expérimentales convenables.

P_a représente encore le nombre d'erreurs comprises entre zéro et a, l'unité représentant la somme de toutes les erreurs possibles dans cette espèce d'observations.

Pour une autre espèce d'observations, la probabilité $P_{a'}$ qu'une erreur x' soit comprise entre zéro et a' sera semblablement

$$(2) \qquad P_{a'} = \frac{h'}{\sqrt{\pi}} \int_0^{a'} e^{-h'^2 x'^2} dx'.$$

Faisons $hx = h'x' = t$, les expressions (1) et (2) deviennent

$$P_a = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{ah} e^{-t^2} dt,$$

$$P_{a'} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{a'h'} e^{-t^2} dt.$$

Pour que ces expressions soient égales, il faut qu'on ait

$$ha = h'a';$$

et, comme on a de plus

$$hx = h'x',$$

on en déduit

$$\frac{a}{x} = \frac{a'}{x'}.$$

En d'autres termes, l'erreur de grandeur x, comprise entre zéro et a, se reproduira le même nombre de fois dans la première série d'observations que l'erreur x' entre zéro et a' dans la deuxième série [1].

La relation $hx = h'x'$ indique que les grandeurs des erreurs possibles x et x' sont en raison inverse des constantes h et h'; en conséquence, les observations seront d'autant plus exactes que x et x' seront plus petits, et que h et h' seront plus grands.

La constante h mesure donc la précision d'une série d'observations. On lui donne le nom de *module de convergence, coefficient*

---

[1] LIAGRE, *Calcul des probabilités.*

de précision, etc. Pour obtenir sa valeur, on emploie la formule suivante :

$$h = \sqrt{\frac{n}{2\Sigma e^2}},$$

dans laquelle n est le nombre des observations et Σe^2 la somme des carrés des erreurs.

Parmi toutes les erreurs possibles que présente une série d'observations suffisamment nombreuses, il en est une qui a une valeur telle, que le nombre des erreurs qui la surpassent en valeur absolue est égal au nombre des erreurs qui ont une valeur moindre. Il y a alors un contre un à parier que l'erreur d'une observation isolée prise au hasard n'atteindra pas une valeur supérieure à celle-ci. La probabilité est, dans ce cas, égale à $\frac{1}{2}$; on donne le nom d'*erreur probable* ou d'*erreur médiane* à cette erreur ainsi définie. Sa considération est d'une grande importance dans le calcul des résultats donnés par l'expérience; elle permet, en effet, de connaître quel degré de confiance on peut accorder aux résultats donnés par une série de déterminations.

L'erreur probable ε d'une détermination isolée est donnée par la formule

$$\varepsilon = 0,477\sqrt{\frac{2\Sigma e^2}{n}}.$$

On a souvent à considérer l'erreur probable du résultat moyen de toute une série de déterminations; dans ce cas sa valeur ε_1 est donnée par la formule

$$\varepsilon_1 = \frac{0,477}{n}\sqrt{2\Sigma e^2}.$$

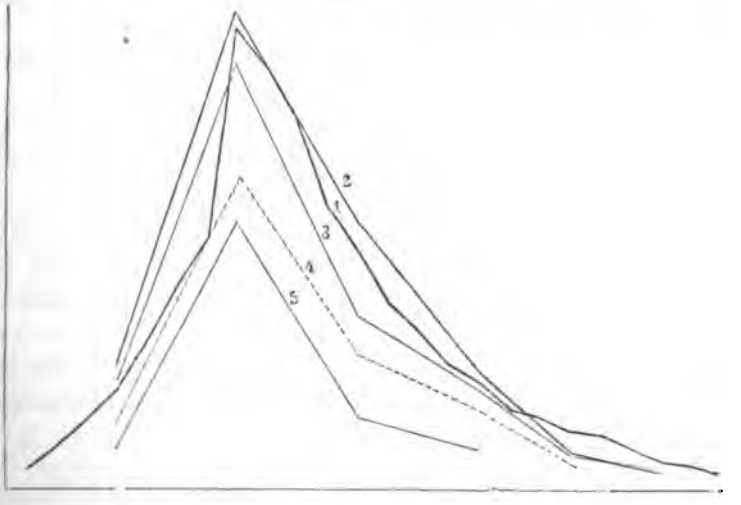
J'ai calculé l'erreur probable ε_1 pour chaque série d'observations, afin de savoir sur quel chiffre exact je pouvais compter.

III. *Expériences. Résultats.* — Pour déterminer le coefficient de précision en chaque région du spectre, je plaçai une lampe Drummond à $12^c,5$ en avant de l'ouverture [1]. Le faisceau lumineux

[1] L'appareil était disposé pour une seule lumière, comme pour l'étude de l'absorption.

se divisait en deux faisceaux égaux qui venaient éclairer les parties inférieure et supérieure de la fente ; de cette manière, les variations possibles d'intensité se produisant également dans les deux faisceaux, les intensités relatives des radiations avaient une valeur constante. Je déterminai alors, pour chaque région du spectre, l'intensité relative des radiations correspondantes, à l'aide d'une série de vingt observations, dont les écarts sur leur moyenne permirent de calculer les coefficients de précision relatifs à ces radiations. Cette opération fut répétée de 10 en 10 divisions du micromètre. J'ai pu, dès lors, construire une courbe (*fig.* 3, courbe

Fig. 3.



n° 1) dans laquelle les coefficients de précision sont portés sur l'axe des y, les longueurs d'ondulations sur l'axe des x.

On voit immédiatement : 1° que les valeurs des coefficients de précision varient avec les radiations spectrales; 2° qu'il y a un maximum parfaitement accusé dans le jaune; 3° que la courbe est continue et monte excessivement vite dans le rouge et l'orangé.

Je voulus me rendre compte ensuite de l'influence de l'intensité absolue sur la valeur du coefficient de précision d'une radiation donnée; pour cela, je changeai la position de la lampe à la fente, de manière qu'elle fût successivement aux distances de 25^c, 3[illegible] 5[illegible] 50 et 75 centimètres. J'obtins les courbes 2, 3, 4, 5. Il ré-

sulte de l'examen de ces courbes que les coefficients de précision varient peu, relativement aux changements des intensités lumineuses. Ainsi nous voyons que les coefficients relatifs aux rayons jaunes (165 du micromètre) ont varié dans le rapport de 158 à 89, quand les intensités ont varié dans le rapport de 16 à 1. En outre, la variation n'est pas toujours dans le même sens; ainsi la courbe (2) est généralement plus élevée que la courbe (1), quoique celle-ci ait été donnée par une lumière quatre fois plus intense que celle qui a fourni la courbe (2).

Il y a probablement pour chacune des radiations une certaine intensité qui correspond à un maximum de précision. Si l'intensité est trop forte, l'œil fatigué perd en partie la faculté de reconnaître les petites différences d'intensité; si la lumière est trop faible, au contraire, l'œil ne saisit plus facilement les différences d'intensité des bandes et les mesures sont également moins précises.

Il serait intéressant de rechercher l'existence et la valeur de ces maxima, que les conceptions théoriques de M. Helmholtz et les derniers travaux de M. Delbœuf font entrevoir.

Après avoir effectué ces recherches préliminaires, j'ai entrepris de comparer entre elles les sources lumineuses généralement employées. La détermination précise des absorptions des milieux colorés, la recherche de la loi qui lie l'émission des radiations avec l'élévation de la température sont autant de problèmes que la méthode photométrique dont j'ai fait usage permettra de résoudre.

DE LA DIFFRACTION DANS LES INSTRUMENTS D'OPTIQUE; SON INFLUENCE SUR LES OBSERVATIONS ASTRONOMIQUES

(SUITE ET FIN);

PAR M. CH. ANDRÉ.

V. — OUVERTURE ANNULAIRE.

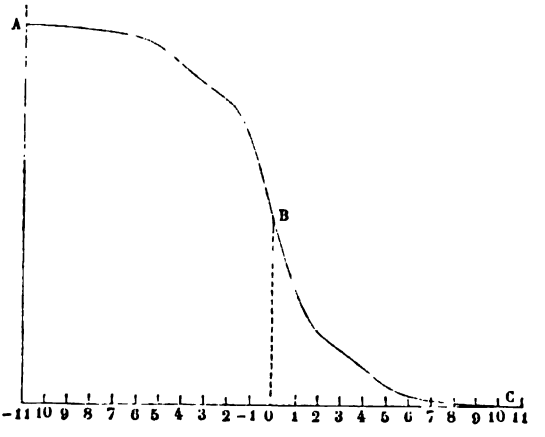
Lorsqu'on recouvre au moyen d'un écran la partie centrale d'un objectif ou d'un miroir, de façon à n'en laisser nue, vers les bords, qu'une portion annulaire, on augmente le pouvoir séparateur de

cet objectif ou de ce miroir. On serait donc porté à croire qu'on diminue, par cela même, la valeur de la constante de diffraction instrumentale qui lui correspond.

En réalité, l'inverse a lieu, et cette constante se trouve ainsi augmentée. Cet exemple est une nouvelle preuve que la constante de diffraction instrumentale est une caractéristique différente et indépendante du pouvoir séparateur, dont celui-ci n'est, pour ainsi dire, qu'un cas particulier.

C'est qu'en effet l'interposition d'un écran central a modifié la forme du solide de diffraction, en augmentant le volume relatif des parties qui sont situées au delà du premier minimum. Les phénomènes de diffraction sont dès lors fort amplifiés relativement à ce qu'ils sont lorsque l'ouverture est entière.

Fig. 5.



Le diamètre de l'écran central est moitié de celui de l'objectif. — Pour le prouver, j'ai calculé les portions successives du solide de diffraction correspondant au cas où le diamètre de l'écran central est la moitié de celui de l'objectif; leurs valeurs successives sont représentées par les ordonnées de la *fig.* 5. Cette figure montre que le décroissement de la lumière n'est absolument continu ni dans l'intérieur de l'image géométrique, ni dans la zone de lumière diffractée extérieure. Après avoir diminué d'une façon progressive, l'intensité lumineuse reste sensiblement constante dans une certaine étendue, d'autant moindre d'ailleurs que l'ouverture est plus

grande. Il semble donc que, par suite de la discontinuité imposée, par ce diaphragme particulier, à la surface utilisée de l'objectif, on a introduit dans l'image elle-même une discontinuité réelle.

J'ai vérifié ce fait non-seulement sur des astres artificiels, mais aussi sur le ciel avec le grand équatorial de la tour de l'ouest de l'Observatoire de Paris ; je réduisais pour cela à 8 centimètres l'ouverture de son objectif et j'en couvrais le centre avec un écran de diamètre moitié moindre. On voit alors, autour de l'image de la Lune, une bande lumineuse d'environ 15 secondes de large, assez peu intense relativement à l'éclairement central, mais dont la lumière paraît sensiblement égale à celle des parties intérieures auxquelles elle succède, et qui par suite ne se sépare nullement du reste de l'image.

Ce fait est important : en effet, il prouve qu'avec un astre, comme la Lune à son premier quartier et observée en pleine nuit, l'œil perçoit dans la zone diffractée extérieure une lumière dont l'intensité est à peu près le $\frac{1}{16}$ de l'éclairement constant et maximum. Avec une source aussi intense que le Soleil, cette limite de perception doit s'abaisser, et il n'y a rien d'impossible à admettre, comme je l'ai fait plus haut, qu'elle s'abaisse à $\frac{1}{30}$.

On voit, en outre, que la diminution de l'intensité de la lumière dans la zone diffractée est beaucoup moins rapide dans ce cas que dans celui où l'ouverture était entièrement libre, de telle sorte que la constante de diffraction instrumentale théorique, au lieu d'être

$$2'',8,$$

sera, dans le cas actuel, égale à

$$4'',0.$$

Le diamètre d'une source lumineuse, d'étendue angulaire finie, doit donc paraître plus grand, avec ce mode de diaphragme, que lorsque l'objectif ou le miroir était entièrement nu.

Inversement, lors du passage de Mercure ou de Vénus sur le disque du Soleil, le diamètre de la planète mesuré avec un objectif ainsi diaphragmé doit être moindre que celui qu'on aurait obtenu avec l'objectif entièrement nu. C'est ce que confirment les observations faites par M. Stephan pendant le passage de Mercure du 4 novembre 1868.

VI. — Application a quelques faits astronomiques et physiques.

Occultation des étoiles par la Lune. — Le diamètre apparent d'un astre n'étant pas une quantité fixe en un lieu et à un instant déterminé, mais variant avec l'ouverture de l'instrument employé, toutes les observations d'un astre à diamètre apparent sensible faites dans des conditions où l'on n'a pu observer que l'un de ses bords doivent être corrigées de la *diffraction instrumentale*. J'ai montré par de nombreux exemples [1] combien d'anomalies apparentes cette correction nouvelle faisait disparaître. Je me contenterai d'étudier ici un cas particulier frappant, celui des occultations.

L'occultation d'une étoile par la Lune peut donner lieu à quatre observations différentes :

1° Disparition de l'étoile derrière le bord obscur de la Lune;

2° Réapparition de l'étoile au delà du bord obscur de la Lune;

3° Disparition de l'étoile derrière le bord éclairé de la Lune;

4° Réapparition de l'étoile au delà du bord éclairé de la Lune.

De ces quatre espèces d'observations la première est évidemment la plus précise; la dernière, au contraire, sujette aux causes d'erreur les plus considérables.

Quoi qu'il en soit, l'observation de l'un quelconque de ces quatre phénomènes détermine le point du limbe lunaire qui, à un instant donné, celui de l'occultation, a la même déclinaison et la même ascension droite que l'étoile occultée. On peut en déduire les coordonnées d'une *étoile fictive* qui serait, au même instant et pour un observateur placé au centre de la Terre, en contact avec le même point du bord de la Lune; et, par suite, la *distance angulaire* de cette étoile fictive au centre de la Lune, c'est-à-dire le *demi-diamètre lunaire déduit de chaque occultation observée.*

Si la théorie qui vient d'être exposée est exacte, il est certain que les *diamètres d'occultation* résultant des observations faites sur le bord obscur de la Lune seront toujours plus petits que ceux qui s'obtiendront avec les observations faites sur le bord éclairé,

---

[1] *Annales de l'École Normale*, t. V, p. 289; 1876.

et plus petits de la valeur de la constante de diffraction instrumentale relative à l'instrument considéré. La discussion des nombres donnés par de nombreuses occcultations doit donc fournir une nouvelle vérification des principes dont on a essayé de donner la démonstration. Malheureusement les observations de réapparition d'étoiles au delà du bord éclairé de la Lune sont trop peu précises pour qu'on puisse les faire entrer en ligne de compte, et l'on doit se borner aux trois premiers phénomènes cités en commençant.

Je prendrai, comme exemple, les observations faites à Greenwich avec un instrument déterminé, l'équatorial Est [de 6,7 pouces anglais (0^m,18) d'ouverture], de 1838 à 1852, période pendant laquelle le diamètre de la Lune donné par le *Nautical Almanac* a différé d'une quantité constante de la valeur qui résulte des observations faites simultanément à Greenwich et à l'altazimut.

On a ainsi soixante-huit observations de disparition d'étoiles derrière le bord obscur, conduisant en moyenne au nombre

$$-1'',98$$

comme correction au diamètre adopté, et vingt-cinq observations de réapparition au delà du même bord, donnant en moyenne la correction

$$-3'',11;$$

à cause de la différence des deux observations, il est convenable de ne pas prendre ces deux nombres séparément, mais bien plutôt de ne considérer que leur moyenne, laquelle est

$$-2'',54.$$

D'un autre côté, la même période fournit quinze observations de disparition derrière le bord lumineux de la Lune, dont l'ensemble donne pour correction nouvelle

$$-0'',80.$$

La différence des deux est

$$1'',74,$$

tandis que la constante théorique de diffraction instrumentale de l'équatorial Est de Greenwich est de

$$1'',55.$$

L'accord de ces deux nombres est aussi complet que le comportent les incertitudes de l'observation, tout aussi bien que celles qui existent sur la valeur même de la constante théorique adoptée.

Irradiation. — L'explication de tous les faits d'irradiation sérieusement établis et cités dans les Mémoires de M. Plateau et de M. Baden Powell découle immédiatement de la théorie qui précède.

Observée à l'œil nu, c'est-à-dire avec une lunette de très-petite ouverture, une surface limitée, laissée en blanc sur un fond noir, doit nous sembler plus grande que la même surface, laissée en noir sur un fond blanc.

Ces différences deviennent, au contraire, insensibles si l'on se sert d'une lunette d'assez grande ouverture; l'œil a pris alors un rôle différent : au lieu de fonctionner comme lunette, il est devenu une portion du système oculaire d'une lunette composée, qui a pour ouverture l'ouverture de l'objectif employé.

SUR LA COMPOSITION OPTIQUE DES MOUVEMENTS VIBRATOIRES RECTANGULAIRES DE PÉRIODE ET DE PHASE QUELCONQUES;

PAR M. A. MERCADIER.

L'appareil qui va être décrit, et qui est construit par M. Duboscq, est destiné à montrer les figures résultant de la composition de pareils mouvements, c'est-à-dire principalement à faire les expériences classiques de M. Lissajous, en y ajoutant les deux points suivants. En premier lieu on peut, *avec deux diapasons seulement*, produire les figures représentatives de tous les intervalles compris entre l'unisson et l'octave et *les rendre absolument fixes* pendant tout le temps qu'on veut. Ensuite on peut, pour un intervalle quelconque, correspondant à un rapport de périodes $\frac{T'}{T}$, produire à volonté et rendre fixe chaque figure relative à ce rapport $\frac{T'}{T}$ *et à une différence de phase quelconque*. Ces figures d'ordinaire se produisent, on le sait, toutes successivement, parce que, en général, le rapport

$\frac{T'}{T}$ n'est pas complétement atteint ou qu'il est légèrement dépassé; l'une d'elles se produit au hasard, si le rapport $\frac{T'}{T}$ est exact, quand on fait vibrer les corps sonores à l'aide des moyens ordinairement employés, tels que le choc ou le frottement.

I. L'appareil se compose de deux diapasons, du genre de ceux que j'ai déjà décrits sous le nom d'*électro-diapasons*, et dont le mouvement produit par un courant et un électro-aimant s'entretient automatiquement. (Voir *Journal de Physique*, t. II, p. 350.)

Les *fig.* 1 et 2 représentent l'un de ces instruments.

Fig. 1.

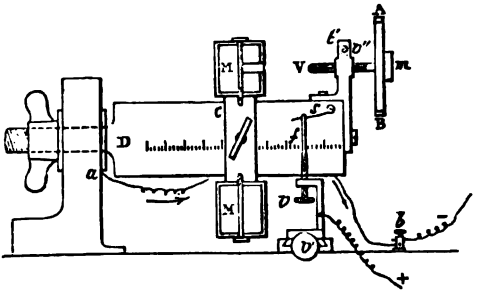
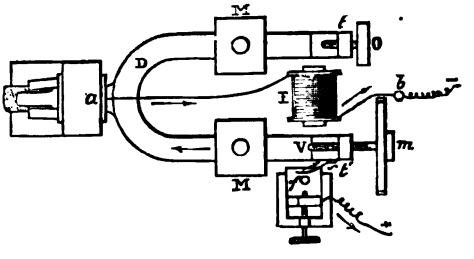


Fig. 2.



1° Les pièces formant le dispositif électrique sont :

Un électro-aimant E à fil gros permettant l'emploi d'éléments de piles énergiques, comme des éléments au bichromate de potasse à double zinc (deux ou trois éléments en tension), ou des éléments Bunsen. Il est fixé entre les branches de l'électro-diapason à une distance de 3 ou 4 millimètres de chaque côté, pour qu'on puisse

donner à ces branches une amplitude de 4 ou 5 millimètres, et sur un support solide à pieds munis de vis calantes. L'un des bouts du fil de cet électro-aimant communique avec le diapason en un point *a*; l'autre bout communique, à l'aide d'un bouton *b*, à l'un des pôles de la pile. Un style *s*, en fil d'argent d'environ $0^{mm},5$ de diamètre, est fixé au diapason par une vis.

Un buttoir *f* métallique, relié à l'autre pôle de la pile, peut avoir des formes diverses, à la condition de pouvoir être approché graduellement du style. La forme indiquée sur la figure donne de bons résultats. C'est un gros fil d'argent *f* de 1 millimètre de diamètre environ, soudé à une vis *v* dont l'écrou est fixé à une glissière à laquelle une vis *v'* peut donner un mouvement horizontal. Cette dernière vis permet d'appuyer le buttoir *f* contre le style : la vis *v* permet de faire varier le point de contact de ces deux pièces sans changer leur pression mutuelle, ce qui est nécessaire pour prévenir les effets de leur usure et de leur oxydation.

On voit que, lorsque *f* et *s* se touchent, le courant passe et anime l'électro-aimant; les deux branches de l'instrument se rapprochent, mais le courant cesse aussitôt pour se rétablir après la durée d'une période quand le style revient alors, en vertu de l'élasticité de l'acier, toucher le buttoir, et ainsi de suite : le mouvement est entretenu ainsi automatiquement par le passage dans l'électro-aimant d'un courant à chaque période. Il se produit d'ailleurs à chaque fois une étincelle d'induction verte, dont la présence dans l'obscurité sert à contrôler la régularité de la marche de l'appareil, et permet même de le mettre ou remettre en marche sans avoir besoin, à la rigueur, de voir ni le buttoir ni le style.

2° Le dispositif optique de l'appareil se compose d'un miroir en acier poli ou en verre argenté O vissé soit au diapason lui-même, soit à un montant en cuivre *t* semblable à celui de *t'* de la *fig.* 2, et sur lequel on fait tomber un faisceau lumineux à la manière ordinaire.

3° Une troisième série de pièces est destinée à faire varier à volonté la période de l'instrument. Les unes la font varier rapidement pendant que le mouvement est arrêté, lorsqu'on veut passer d'une figure acoustique à une autre; ce sont des masses prismatiques en cuivre remplies de plomb, M, fixées par un bouchon à vis ou même soudées à un curseur *c*, qui permet de les faire glisser sur les bran-

de précision, etc. Pour obtenir sa valeur, on emploie la formule suivante :

$$h = \sqrt{\frac{n}{2\Sigma e^2}},$$

dans laquelle n est le nombre des observations et Σe^2 la somme des carrés des erreurs.

Parmi toutes les erreurs possibles que présente une série d'observations suffisamment nombreuses, il en est une qui a une valeur telle, que le nombre des erreurs qui la surpassent en valeur absolue est égal au nombre des erreurs qui ont une valeur moindre. Il y a alors un contre un à parier que l'erreur d'une observation isolée prise au hasard n'atteindra pas une valeur supérieure à celle-ci. La probabilité est, dans ce cas, égale à $\frac{1}{2}$; on donne le nom d'*erreur probable* ou d'*erreur médiane* à cette erreur ainsi définie. Sa considération est d'une grande importance dans le calcul des résultats donnés par l'expérience; elle permet, en effet, de connaître quel degré de confiance on peut accorder aux résultats donnés par une série de déterminations.

L'erreur probable ε d'une détermination isolée est donnée par la formule

$$\varepsilon = 0,477\sqrt{\frac{2\Sigma e^2}{n}}.$$

On a souvent à considérer l'erreur probable du résultat moyen de toute une série de déterminations; dans ce cas sa valeur ε_1 est donnée par la formule

$$\varepsilon_1 = \frac{0,477}{n}\sqrt{2\Sigma e^2}.$$

J'ai calculé l'erreur probable ε_1 pour chaque série d'observations, afin de savoir sur quel chiffre exact je pouvais compter.

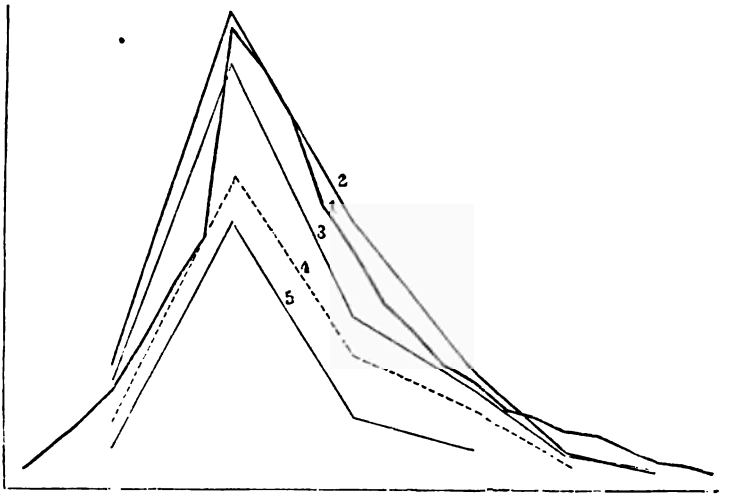
III. *Expériences. Résultats.* — Pour déterminer le coefficient de précision en chaque région du spectre, je plaçai une lampe Drummond à $12^c,5$ en avant de l'ouverture [1]. Le faisceau lumineux

---

[1] L'appareil était disposé pour une seule lumière, comme pour l'étude de l'absorption.

se divisait en deux faisceaux égaux qui venaient éclairer les parties inférieure et supérieure de la fente ; de cette manière, les variations possibles d'intensité se produisant également dans les deux faisceaux, les intensités relatives des radiations avaient une valeur constante. Je déterminai alors, pour chaque région du spectre, l'intensité relative des radiations correspondantes, à l'aide d'une série de vingt observations, dont les écarts sur leur moyenne permirent de calculer les coefficients de précision relatifs à ces radiations. Cette opération fut répétée de 10 en 10 divisions du micromètre. J'ai pu, dès lors, construire une courbe (*fig.* 3, courbe

Fig. 3.



n° 1) dans laquelle les coefficients de précision sont portés sur l'axe des y, les longueurs d'ondulations sur l'axe des x.

On voit immédiatement : 1° que les valeurs des coefficients de précision varient avec les radiations spectrales; 2° qu'il y a un maximum parfaitement accusé dans le jaune; 3° que la courbe est continue et monte excessivement vite dans le rouge et l'orangé.

Je voulus me rendre compte ensuite de l'influence de l'intensité absolue sur la valeur du coefficient de précision d'une radiation donnée; pour cela, je changeai la position de la lampe à la fente, de manière qu'elle fût successivement aux distances de 25^c, $37^c,5$; 50 et 75 centimètres. J'obtins les courbes 2, 3, 4, 5. Il ré-

T′, les choses se passent comme si la courbe du mouvement résultant était la même que celle que représentent les équations (1) avec une phase φ variable avec le temps. On voit alors se succéder d'une manière continue une série de courbes, correspondant aux équations (1), dans lesquelles φ prendrait toutes les valeurs successives de zéro à 1, et qu'on peut considérer comme le résultat de la déformation continue de l'une quelconque d'entre elles, qui se reproduit périodiquement au bout d'un temps qu'on peut appeler, pour abréger, la *période de déformation*.

On reconnaîtra donc qu'on arrive à une valeur T″ de la période du diapason n° 1 voisine de T′ lorsqu'on apercevra ces figures successives, et plus la période de déformation sera longue, plus T″ sera rapproché de T′.

C'est alors que, après avoir fixé les masses M, on peut faire usage de la vis à cames V. Sans arrêter le mouvement, on fait mouvoir cette vis par petits chocs brusques et l'on arrive alors à allonger peu à peu la durée de la période de déformation, de façon à rapprocher T″ de T′ autant qu'on le veut et à obtenir une courbe résultante de l'une des formes caractéristiques de l'intervalle $\frac{T'}{T}$ considéré, cette courbe conservant une grande fixité.

III. On peut aller plus loin, et résoudre complétement le problème suivant : *Produire la courbe résultant de la composition de deux mouvements de périodes* T *et* T′ *et d'une différence de phase déterminée* φ', *et la maintenir fixe.*

En effet, supposons qu'on soit arrivé, à l'aide des moyens de réglage ci-dessus indiqués, à produire l'une des formes de la courbe caractéristique de l'intervalle $\frac{T'}{T}$ avec une période de déformation assez longue. Il s'agit en quelque sorte d'*arrêter* le mouvement de déformation à la courbe qui correspond à la différence de phase φ' et de *maintenir* cette courbe.

Puisque, dans les circonstances où l'on se trouve placé, une variation très-petite de période de l'un des mouvements vibratoires revient à une variation de la différence entre sa phase et celle de l'autre mouvement, il doit suffire pour résoudre la question précédente de pouvoir faire varier la période de l'un des mouvements *brusquement*, au moment où la variété de courbe où l'on veut

s'arrêter se présente, et de *maintenir* à cette période sa nouvelle valeur.

Or on sait, et je l'ai démontré rigoureusement dans un Mémoire inséré récemment dans ce Journal (*voir* t. V, p. 206 et suiv.), que *la période d'un mouvement vibratoire dont l'amplitude est assez grande augmente ou diminue avec l'amplitude.* Cette variation est extrêmement faible, il est vrai; mais le procédé optique de composition des mouvements vibratoires est assez sensible pour la mettre nettement en évidence. On n'a, pour s'en convaincre, qu'à supprimer le courant de la pile qui anime l'un des électro-diapasons en expérience : son amplitude diminue graduellement, et l'on voit immédiatement varier la *vitesse de déformation* de la courbe, ce qui prouve une variation de période correspondante.

On est ainsi ramené, pour résoudre la question posée, à modifier *brusquement* l'amplitude de l'un des mouvements, dès que se présente la courbe demandée, et à maintenir l'amplitude correspondant à la valeur de la période qui convient à cette variété de courbe.

Il y a plusieurs moyens de faire varier cette amplitude : on peut faire varier l'intensité de la pile de l'un des électro-diapasons; on peut aussi, ce qui revient au même d'ailleurs, faire mouvoir l'électro-aimant E (*fig.* 1) dans une glissière, de façon à l'éloigner ou à le rapprocher de l'extrémité des branches de l'instrument; mais ces moyens sont insuffisants, parce qu'ils ne permettent pas de changer *subitement, brusquement,* l'amplitude. Un moyen plus simple et efficace consiste à exercer sur l'une des branches de l'instrument une pression graduée, soit avec le doigt, soit avec une vis dont la tête est couverte d'un fragment de tube ou d'un hémisphère en caoutchouc.

L'expérience prouve qu'en effet on fait ainsi varier immédiatement la vitesse du mouvement de déformation des courbes acoustiques. Seulement, pour arriver au but à atteindre, il faut savoir si le diapason dont on a à faire varier l'amplitude est en avance ou en retard, s'il faut diminuer ou augmenter sa période et par suite son amplitude. Cela est aisé à reconnaître, d'après ce qui vient d'être dit. En effet, si, en exerçant une légère pression sur l'un des diapasons, la rapidité de la déformation de la courbe augmente, c'est que le désaccord des deux diapasons augmente par cette pression, c'est-à-dire par cette diminution d'amplitude; cette amplitude est

donc déjà trop petite et le diapason va déjà trop vite. En ce cas, on peut ou bien agir sur l'autre diapason, ou bien ralentir le premier en agissant sur la vis à cames V, jusqu'à ce que la pression ralentisse le mouvement de déformation de la courbe : on peut toujours arriver à ce résultat.

Dès lors voici comment il faut agir. Lorsque l'un des diapasons est ainsi réglé et que, par suite du mouvement lent de déformation, on est arrivé à la variété de courbe correspondant à la différence de phase φ' donnée, on presse le diapason de façon à arrêter le mouvement de déformation, et il suffit alors de maintenir une pression convenable (et par suite une amplitude et une période convenables) pour que la courbe obtenue reste fixe.

Tels sont les principaux résultats auxquels cet instrument permet d'arriver. Je dois ajouter que, s'il s'agit de montrer la composition des mouvements relatifs aux intervalles musicaux les plus simples seulement : unisson, octave, sixte, quinte, quarte, tierces majeure et mineure, il suffit de prendre des diapasons correspondant, sans masses, à l'ut_2 (128 périodes ou vibrations doubles par seconde). Si l'on veut aller plus loin, et opérer sur des intervalles de forme plus complexe que la tierce mineure, $\frac{6}{5}$, on le peut sans doute; mais la netteté des figures optiques se trouve alors altérée par un phénomène accessoire dont je ne parlerai pas en ce moment, et il faudrait alors se servir de diapasons plus aigus pour avoir des courbes d'une netteté suffisante.

Après les explications précédentes, il paraîtra d'ailleurs inutile d'insister sur la précision qu'on peut obtenir avec un électro-diapason comme celui qui a été décrit en l'employant comme tonomètre, dans l'intervalle d'une octave et même de plusieurs octaves. On voit, en effet, qu'on peut le mettre aisément, avec une justesse en quelque sorte sans limites, à l'unisson, ou à l'octave ou à la double octave d'un corps sonore quelconque, pourvu qu'on puisse fixer à la surface de ce dernier un point brillant et le viser par réflexion sur le miroir de l'électro-diapason à la manière ordinaire.

ÉLASTICITÉ ET PLASTICITÉ DE LA GLACE;

PAR M. J.-JOS. BIANCONI,
professeur à l'Université de Bologne.

Le problème du mouvement des glaciers engagea, il y a longtemps, parmi des savants distingué, Rendu, Forbes, Agassiz, Tyndall, etc., la question de la plasticité de la glace.

J'ai publié, dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences de Bologne*, le 2 mars 1871 (vol. Ier, 3e série), des expériences qui ont prouvé la *flexibilité* de la glace, c'est-à-dire la propriété qu'ont des bandes de glaces de se *plier* et de subir une *torsion* lorsqu'elles sont soumises à des efforts convenables et à une température ambiante entre + 1 et + 5° Réaumur. La glace subit ces torsions sans toutefois perdre un seul instant sa fragilité habituelle si elle est frappée. La glace donc présente une facilité remarquable à se laisser *courber* et se *tordre*, mais elle demande pour cela une action modificatrice lente et prolongée et une température ambiante un peu élevée au-dessus de zéro.

Dans toutes ces expériences, on a eu le soin d'exclure la *régélation*, qui, comme on le connaît d'après les observations de M. Tyndall, explique les phénomènes présentés par la glace, soit dans ses masses alpines, soit dans les recherches du laboratoire.

Aidé de mon fils, j'ai entrepris une nouvelle série de recherches dès 1873, et je les ai suivies jusqu'en février dernier; dans cette nouvelle série, dont les résultats ont été communiqués à l'Académie le 23 mars dernier, je me propose d'étudier si la glace, qui peut être fléchie et tordue, jouit encore de la compressibilité ou de la propriété de prendre une empreinte à la manière de la cire, qui reçoit l'impression du cachet, et se gonfle autour du cachet même. — Des expériences ont été instituées avec des cailloux granitiques placés sur une surface de glace, et pressés par un pressoir à pression constante et mesurée, durant quatre, six, huit, dix heures à une température ambiante de + 1 à + 5° R. L'impression a été profonde, mais elle était environnée par un rebord élevé, qui, lui-même, était entouré par une légère cavité externe. Cherchant

l'explication de ces trois formes, j'ai vu que la cavité centrale était l'effet en partie de la compression violente exercée, et en partie de la fusion produite par la chaleur propre du caillou. La légère concavité externe était de même l'effet de l'irradiation calorifique initiale du caillou, car, lorsqu'on a eu le soin de plonger d'avance le caillou dans la glace, on a vu cette cavité de circumvallation très-petite ou presque nulle. Enfin le rebord élevé, ou le cordon qui entoure la cavité centrale, est le gonflement de la glace produit par la pression, expulsé au dehors en conséquence de la plasticité dont elle jouit. Cela paraît plus clairement lorsque, la pression du caillou tombant obliquement sur un point de la surface de glace, on voit une protubérance déterminée sur un point opposé.

Par d'autres expériences, on a vu, dans des conditions particulières, que la glace expulsée par le corps comprimant se relevait en forme de crête qui se renversait sur les côtés du corps même comprimant. Parmi plusieurs faits on peut en citer deux : 1° une plaque de fer de 3 millimètres de grosseur, ayant une ouverture au milieu de forme carrée, a été comprimée fortement sur une plaque bien aplanie de glace. Après huit heures, la glace est montée et s'élevait de quelques millimètres sous forme de crête inégale, qui, en s'inclinant sur les bords du carré métallique, s'y est renversée pardessus et les a recouvertes partiellement, aussi bien qu'elle s'était déversée sur les bords externes de la plaque de fer; 2° une barre de fer plane dessous et convexe supérieurement, après une compression énergique, mais lente, pendant dix heures, à une température ambiante de + 3°, s'est enfoncée dans une plaque de glace bien plane. La glace a été expulsée de dessous la barre, est montée en crête çà et là le long des bords longitudinaux, et s'est appliquée sur les deux faces latérales déclives de la barre.

Il paraît, d'après ces expériences, que la glace possède une *compressibilité* ou *plasticité* bien manifeste, mais lente et très-limitée.

EILHARD WIEDEMANN. — Ueber die specifische Wärme der Gase (Sur la chaleur spécifique des gaz); Habilitationsschrift, Universität Leipzig, 1875.

M. Eilhard Wiedemann s'est proposé d'instituer, pour la détermination des chaleurs spécifiques des gaz sous pression constante,

une méthode qui, tout en atteignant la précision que M. Regnault a su obtenir dans ses mesures calorimétriques, n'exigeât que des appareils relativement simples.

Dans ce but, il a d'abord réduit les dimensions du calorimètre de manière à pouvoir obtenir une élévation de température suffisante avec une faible masse de gaz; mais cette réduction n'était possible qu'à la condition d'employer une disposition qui, sous un faible volume, permît d'offrir au gaz chaud une surface refroidissante énorme. Le calorimètre de M. Wiedemann se compose essentiellement d'un vase d'argent haut de $5^c,5$, large de 4 centimètres et contenant trois tubes verticaux en argent, bourrés de tournure d'argent et réunis les uns aux autres par de petits tubes horizontaux, de façon à ne former qu'un tube long de 12 centimètres et large de 1 centimètre. Le vase renferme environ 60 grammes d'eau, sa masse en eau ne dépasse guère 5 grammes : c'est donc en tout à peu près le $\frac{1}{10}$ de la valeur totale en eau du calorimètre de M. Regnault. Et cependant le gaz sortait parfaitement refroidi de l'appareil et sans avoir d'ailleurs, aux faibles vitesses avec lesquelles il traversait les tubes, développé une quantité de chaleur appréciable par frottement contre les copeaux d'argent.

Ce calorimètre, convenablement protégé des influences extérieures, était réuni, comme dans l'appareil de M. Regnault, à une étuve servant à chauffer le gaz au degré voulu avant son entrée dans le calorimètre. L'étuve employée par M. Wiedemann ne diffère de celle de M. Regnault que par la substitution d'un cylindre plein de tournure à la longue spirale traversée par le gaz, substitution qui a pour effet de réduire encore notablement cette partie de l'appareil.

Pour produire la circulation du gaz, M. Wiedemann est revenu au procédé de Delaroche et Bérard : le gaz enfermé dans une grande vessie en caoutchouc épais, de 20 litres de capacité, logée elle-même dans un vaste ballon de verre, est chassé par l'arrivée de l'air sortant d'un autre récipient sous l'action d'un courant d'eau, et s'écoule à travers l'étuve et le calorimètre avec une vitesse de 3 à 5 litres seulement à la minute. L'expérience, avec les opérations préliminaires, dure à peine une demi-heure : l'auteur a trouvé négligeable la diffusion à travers le caoutchouc pendant ce temps. Il regarde donc les gaz sur lesquels il a opéré comme purs et secs,

du moment qu'il les a introduits tels dans la vessie. L'accord de ses mesures avec celles de M. Regnault est d'ailleurs très-satisfaisant. Ainsi, pour l'acide carbonique, il trouve

Entre 25° et 100°.	0,2088,	avec un écart	maximum	égal à	0,0027
» 25 et 150..	0,2152,	»	»		0,0019
» 25 et 200..	0,2197,	»	»		0,0033

M. Regnault a obtenu pour le même gaz

Entre — 30° et + 10°.	0,18427,	avec un écart	max.	égal à	»
» — 10 et +100..	0,20246,	»	»		0,0016
» — 10 et —210..	0,21692,	»	»		0,0017

De ces nombres on tire, pour la chaleur spécifique vraie, $\frac{dq}{dt}$:

	Wiedemann.	Regnault.
A 0°.....	0,1952	0,1870
100.....	0,2169	0,2145
200.....	0,2387	0,2397

Le tableau suivant résume les recherches de M. Wiedemann :

Chaleurs spécifiques vraies.

	RAPPORTÉES A L'UNITÉ DE POIDS.			RAPPORTÉES A L'UNITÉ DE VOLUME.		
	à 0°.	à 100°.	à 200°.	à 0°.	à 100°.	à 200°.
Air.....	0,2389	»	»	0,2389	»	»
Hydrogène.....	3,4100	»	»	0,2359	»	»
Oxyde de carbone	0,2426	0,2426	0,2426	0,2346	0,2346	0,2346
Acide carbonique	0,1952	0,2169	0,2387	0,2985	0,3316	0,3650
Éthylène	0,3364	0,4189	0,5015	0,3254	0,4052	0,4851
Protoxyde d'azote	0,1983	0,2212	0,2442	0,3014	0,3362	0,3712
Ammoniaque....	0,5009	0,5317	0,5629	0,2952	0,3134	0,3318

J. VIOLLE.

E. EDLUND. — Bemerkung über die galvanische Ausdehnung (Remarque sur la dilatation galvanique); *Annales de Poggendorff*, t. CLVIII, p. 148, 1876.

M. Edlund avait déduit d'expériences déjà anciennes qu'un fil parcouru par un courant s'allonge plus que ne l'indiquerait l'élévation de température produite par le passage du circuit; l'excès de l'allongement observé sur l'allongement calculé est la dilatation galvanique. Celle-ci croît rapidement avec l'intensité du courant; elle ne disparaît pas instantanément avec la cessation de celui-ci, mais progressivement, comme la dilatation produite par la chaleur. M. Streintz (1) a été amené par une autre méthode aux mêmes conclusions. M. Wiedemann, sans rejeter absolument celles-ci, a objecté, entre autres choses, qu'il était difficile de déterminer exactement la température de l'intérieur du fil. En se fondant sur les lois connues de la propagation de la chaleur et sur la vitesse observée du refroidissement des fils soumis à l'expérience, M. Edlund calcule que la température centrale des fils ne peut être supérieure à la température superficielle que d'une très-petite fraction de degré; tandis que, pour rendre compte des faits observés, il faudrait admettre que la température moyenne du fil surpasse cette dernière de plusieurs degrés. M. Edlund adopte d'ailleurs la manière de voir de M. Streintz, qui attribue à une polarisation des vibrations calorifiques l'allongement observé. Il semblerait pourtant que cet allongement ou cette polarisation doit se produire, quelle que soit la température du fil, dès que le courant y passe; et M. Exner a observé que la dilatation galvanique disparaissait lorsque le fil était plongé dans l'eau froide. Dans ces circonstances, les vibrations calorifiques existent, et l'on ne saisit pas pourquoi l'action orientatrice du courant et l'allongement qui en serait la suite ne se manifestent plus.

A. Potier.

F.-W. SONREK. — Die Schwingungs-Erregung und die Bewegungder Luftsaüle in offenen und gedeckten Pfeifen (Sur la mise en vibration et les mouvements de la colonne d'air dans les tuyaux ouverts ou fermés); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 129; 1876.

Il n'est pas facile, dans l'état de la science, d'expliquer claire-

---

(1) *Voir* ce Journal, t. III, p. 326.

ment comment la veine d'air qui s'échappe d'une fente et qui rencontre à une distance convenable un biseau peut mettre en vibration la colonne d'air qui remplit un tuyau sonore. La veine est-elle le siége de vibrations qui se communiquent à l'air du tuyau; produit-elle un son qui est renforcé ensuite par celui-ci? Peut-on résoudre la question en supprimant le tuyau et en faisant agir la veine seule sur une membrane? M. Sonrek l'a pensé et il a fait, dans ce sens, quelques expériences qui l'ont amené à des résultats négatifs. Nous croyons que la question est plus complexe et qu'il est impossible de séparer la vibration de la lame d'air de celle de la colonne. La lame d'air et la colonne qui la suit forment un système pouvant rendre un son unique, mais dont les diverses parties réagissent l'une sur l'autre, de telle sorte que, pour un effet voulu, elles sont inséparables. Avec la même embouchure, la même distance de la fente au biseau, la même pression de l'air, on peut obtenir une série de sons différents si l'on agit sur des colonnes de longueurs différentes. Il y a là une réaction évidente de la colonne d'air sur l'embouchure.

En modifiant convenablement l'embouchure, c'est-à-dire la largeur de la fente, ou la pression de l'air, ou la distance de la fente au biseau, on peut faire que le tuyau ne vibre pas de lui-même, mais résonne aussitôt que l'on fait entendre un son qui soit à l'unisson du tuyau. Tout autre son n'a pas d'effet. On peut arranger l'embouchure de telle sorte que le tuyau rende, à volonté, le son fondamental ou le premier harmonique, selon qu'on fera entendre au dehors l'un ou l'autre son. Ces expériences et d'autres encore me semblent en opposition avec la théorie de M. Sonrek.

D'après lui, si la veine d'air qui sort de la fente vient à raser la lame qui forme biseau, elle entraîne dans sa course une partie de l'air du tuyau et produit dans celui-ci une raréfaction qui se propage de bas en haut. L'air extérieur presse alors et à l'orifice du tuyau et contre la veine qui obstrue l'embouchure. Il en résulte deux condensations qui succèdent à la raréfaction, qui se propagent dans des sens opposés à partir des deux extrémités du tuyau et se rencontrent au milieu pour former la surface nodale. L'air intérieur reprend momentanément sa densité primitive, puis les mêmes phénomènes se reproduisent. Cette théorie ne rend pas compte des conditions spéciales que doit remplir l'embouchure pour en-

gendrer le son. Pourquoi celui-ci ne se produit-il que lorsqu'il y a une relation déterminée, quoique encore inconnue, entre la vitesse du courant d'air et la position du biseau? L'influence d'un son extérieur pour déterminer la vibration de l'air n'est pas mieux expliquée.

Mais, à côté des idées théoriques de M. Sonrek, il y a des faits d'expériences qu'il est bon de retenir. D'abord le fait d'une raréfaction de l'air dans l'intérieur du tuyau, raréfaction démontrée, surtout pour les tuyaux fermés, par l'emploi d'un manomètre à alcool. Il y a cependant là quelque chose d'obscur; car, dans les idées de l'auteur, cette raréfaction ne saurait être permanente, puisqu'une condensation provenant de l'action de l'air extérieur doit la faire momentanément disparaître.

Si l'on introduit un peu de fumée dans un tuyau à parois de verre, on voit la fumée descendre progressivement, et seulement pendant que le tuyau résonne, traversant avec la même régularité les nœuds et les ventres. Selon l'auteur, c'est l'indice d'un mouvement descendant régulier de toute la colonne d'air.

Si l'on dirige la veine d'air sur la surface extérieure du biseau, le tuyau résonne encore; il est le siége d'une condensation accusée par le manomètre et d'un courant d'air ascendant décelé par la fumée.

Lorsque la veine est dirigée sur le biseau de manière à ne produire ni condensation, ni dilatation dans la colonne d'air, il n'y a pas de son produit et la fumée introduite dans le tuyau reste immobile.

Les tuyaux fermés présentent les mêmes phénomènes que les tuyaux ouverts. La veine gazeuse agit le plus souvent pour produire une raréfaction dans la colonne d'air. Le son ne se communiquant à l'extérieur que par la bouche, son intensité se trouve considérablement diminuée; si on le compare à celui d'un tuyau ouvert, il n'est puissant que si la bouche est large et le courant d'air intense.

Les tuyaux à cheminée ont un son plus clair et un timbre autre que celui du bourdon. L'ouverture pratiquée au fond d'un tuyau fermé empêcherait toute vibration si elle était large. La vibration devient possible si l'on adapte à cette ouverture un petit tuyau ouvert. L'auteur attribue cet effet au frottement de l'air contre les

parois de la cheminée. La théorie esquissée par Bernoulli et complétée par Poisson et par Duhamel montre qu'il n'est pas nécessaire de faire intervenir le frottement pour expliquer le son rendu par un tuyau à cheminée. Les deux colonnes d'air de diamètres différents qui composent ce tuyau vibrent comme si elles étaient seules en restant à l'unisson. Les nœuds et les ventres qui peuvent s'y former sont aux places qu'ils occuperaient dans des colonnes isolées rendant le son du tuyau, si l'on part, pour trouver ces places, des extrémités libres des deux tronçons. Mes expériences ont confirmé pleinement cette conséquence de la théorie [1].

Lorsque la veine est dirigée vers la face externe du biseau et qu'il y a un mouvement ascendant de la colonne d'air, si l'on introduit une bougie dans le tuyau, la flamme reste tranquille, lors même qu'elle est à l'endroit d'un ventre; mais au nœud et dans la partie inférieure du tuyau, la flamme vibre et se partage en zones alternativement obscures et brillantes. Si l'on fait sortir le premier harmonique, le nombre des zones se trouve doublé. Un fait inexpliqué, c'est que la flamme ne vibre que si elle est dans la moitié inférieure du tuyau la plus rapprochée de l'embouchure; elle ne vibre pas dans la moitié supérieure, lors même qu'elle serait au nœud que renferme cette portion de la colonne d'air.

Si l'on fait entendre le second harmonique et que l'on descende la bougie jusqu'au milieu du tuyau, l'harmonique est remplacé par le son fondamental qui éclate avec force, quoique l'embouchure ne soit pas disposée pour le produire. Ce son ne dure qu'un instant et fait place à l'octave (deuxième harmonique). Le troisième se reproduit si l'on soulève la bougie. Il faut le remarquer, la colonne d'air est hétérogène : la base est froide, la partie supérieure échauffée par la bougie. Il n'est pas étonnant que les phénomènes observés soient très-complexes, et l'on ne saurait guère être tenté de les expliquer.

E. Gripon.

---

(1) *Annales de l'École Normale*, 1re série, année 1864.

M.-J.-A. FLEMING. — On the polarisation of electrodes in water free from air (Sur la polarisation des électrodes dans l'eau privée d'air); *Philosophical Magazine*, t. I, p. 142; 1876.

M. Fleming a publié un travail sur la décomposition d'un électrolyte par l'induction électromagnétique, dans lequel il montre qu'en faisant couler de l'acide sulfurique dilué dans un champ magnétique puissant, la force électromotrice engendrée par son mouvement y détermine une électrolyse, traduite par la polarisation des électrodes. M. le professeur Rowland a objecté qu'il n'y avait sans doute pas de décomposition réelle, et que la polarisation observée était due à la présence de l'air dissous, et ne se reproduisait pas dans un liquide tout à fait désaéré.

L'expérience est sans doute difficile à faire avec cette condition, car M. Fleming, au lieu de la recommencer, s'attache à montrer que la polarisation des électrodes se fait avec la même facilité et la même intensité dans l'eau aérée et dans l'eau privée d'air, et témoigne dans les deux cas d'une réelle décomposition de l'électrolyte.

Pour avoir des forces électromotrices très-faibles, mais exactement connues, il introduit le voltamètre dans un pont de Wheatstone, dont les deux extrémités peuvent être amenées à avoir des différences de potentiels très-petites, et pourtant faciles à mesurer. La boussole était un galvanomètre à réflexion très-sensible. Le voltamètre, formé d'un large tube de verre, où pénétraient deux électrodes en platine, pouvait être mis par la partie supérieure en communication avec une pompe à mercure. Toutes les précautions étant prises pour purger complétement d'air l'acide sulfurique dilué qui y était contenu, on faisait une série de mesures. On aérait ensuite le liquide en l'agitant à l'air, et l'on recommençait.

Le résultat a été qu'il n'y a aucune différence dans la force électromotrice minimum nécessaire pour donner dans chaque cas une polarisation visible avec le galvanomètre employé. Cette force était celle de $\frac{1}{8000}$ d'élément Daniell agissant pendant une minute sur les lames de platine. Les courants de polarisation dans les deux cas étaient à très-peu près les mêmes lorsque la force électromotrice redevenait la même. La seule différence constatée a été que, dans le

cas de l'eau aérée, la polarisation des lames disparaissait beaucoup plus lentement que dans le cas de l'eau privée d'air. Avec celle-ci, il était très-difficile de la faire disparaître. C'est ce qu'avait déjà vu et expliqué M. Helmholtz.

On ne peut donc attribuer la polarisation qu'à une décomposition du liquide. Comment se fait cette polarisation? résulte-t-elle d'un changement physique dans les surfaces en contact, où se dépose-t-il sur les électrodes quelque chose, produit primaire ou secondaire de la décomposition? L'auteur penche pour cette dernière hypothèse, mais en donne des preuves peu concluantes. C'est d'ailleurs l'éternelle querelle des actions chimiques et des actions de contact, querelle qui restera une querelle de mots tant qu'on ne saura pas mieux quelles sont les limites qui séparent un phénomène physique d'un phénomène chimique, ni même s'il en existe.

E. Duclaux.

CHRISTIANI (Arthur). — Ueber irreciproke Leitung elektrischer Ströme (Sur la conductibilité irréciproque); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 163, 1876.

Si l'on introduit dans un électrolyte deux électrodes différentes par leur grandeur ou leur forme, la résistance apparente du circuit change en général avec le sens du courant, et, en prenant comme mesure de cette « irréciprocité » la différence des quantités d'électricité mises en mouvement dans l'un et l'autre sens par des courants d'induction successifs, cette irréciprocité peut être considérée comme une fonction de la différence de potentiel des deux électrodes, fonction qui change de signe en s'annulant pour une certaine valeur de cette différence. Le courant dirigé dans l'électrolyte d'une plaque vers une pointe l'emportant toujours pour une différence suffisamment grande, la résistance de divers électrolytes, estimée quand la conductibilité apparente est la même dans les deux sens, serait proportionnelle au poids atomique.

A. Potier.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome VIII. — Juillet 1876.

NEYRENFUF. — *Mémoire sur la lumière stratifiée*, p. 551.

ANDREWS. — *Sur les propriétés physiques de la matière à l'état liquide et à l'état gazeux, sous des conditions variées de température et de pression*, p. 555.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome II. — Août 1876.

EILHARD WIEDEMANN. — *Chaleur spécifique des gaz*, p. 81.

GEORGE FULLER. — *Modèle d'une petite machine électrique*, p. 108.

F. MOHR. — *Vues sur la nature de la chaleur*, p. 110.

ROBERT MOON. — *Quelques remarques nouvelles sur le Mémoire d'Helmholtz relatif à la conservation de la force et méthode la plus moderne de présenter sa théorie*, p. 114.

WALTER BAILY. — *Propriétés optiques de l'amidon*, p. 123.

A.-R. CLARKE. — *Élasticité du laiton*, p. 131.

OLIVIER HEAVISIDE. — *Sur l'extra-courant*, p. 135.

5e série. — Tome II. — Septembre 1876.

CHALLIS. — *Discussion de la théorie hydrodynamique des forces attractives et répulsives*, p. 172.

S.-P. THOMPSON. — *Phénomène produit par l'étincelle*, p. 191.

PLINY-EARLE CHASE. — *Hypothèse des nébuleuses*. — IV. *Corrélation de la force centrale*, p. 198.

J.-E.-H. GORDON. — *Répétition des expériences du Dr* KERR, *relatives à une nouvelle relation entre l'électricité et la lumière*, p. 203.

FRÉDÉRIK GUTHRIE. — *Des solutions salines et de l'eau qui s'y trouve fixée*, p. 211.

Annales de Poggendorff.

Tome CLVIII. — N° 7. — Année 1876.

F. Kohlrausch. — *Recherches expérimentales sur l'électricité de torsion, de traction et de flexion*, p. 337.

E. Wiedemann. — *Méthode sur la détermination de l'indice de réfraction des liquides et des lames de verre*, p. 375.

E. Root. — *De la polarisation diélectrique (fin)*, p. 425.

H.-C. Vogel. — *Recherches sur le spectre des planètes*, p. 461.

F. Zöllner. — *Sur la formule de Weber*, p. 472.

G. Berthold. — *Notice sur l'histoire du radiomètre*, p. 483.

H. Helmholtz. — *Expériences sur l'action électromagnétique de l'électricité en mouvement*, p. 487.

Lecoq de Boisbaudran. — *Gallium, nouveau métal*, p. 494.

M. Rosenfeld. — *Expérience de cours*, p. 495.

Tome CLVIII. — N° 8. — Année 1876.

F. Zöllner. — *Relation physique entre les phénomènes hydrodynamiques et électrodynamiques*, p. 497.

Wroblewsky. — *Diffusion des gaz à travers des substances absorbantes*, p. 559.

A. Kundt. — *Appareil pour l'étude du frottement dans un gaz très-raréfié*, p. 568.

R. Finkener. — *Sur le radiomètre de Crookes*, p. 572.

Gramme. — *Machine magnéto-électrique à courant continu*, p. 595.

E. Hagenbach. — *Recherches sur la machine électrodynamique de Gramme*, p. 599.

W. Bezold. — *Nouvelle méthode pour obtenir le mélange des couleurs*, p. 606.

H.-L. Bauer. — *Remarque sur les lois établies par M. Klingel*, p. 612.

E. Stohrer jeune. — *Appareil pour la combinaison des vibrations rectangulaires*, p. 615.

K. Antolik. — *Siphon perfectionné*, p. 618.

G. Berthold. — *Histoire de la fluorescence*, p. 620.

F. Exner. — *Influence de la température sur la conductibilité du tellure*, p. 625.

J. Sedlaczek. — *Nouvel hydromètre*, p. 650.

F.-W. Berg. — *De la déviation minimum d'un prisme*, p. 651.

W. Betz. — *Conductibilité électrique du manganèse et du charbon*, p. 655.

J.-C. Schlösser. — *Réponse à l'article de M. Holtz, relatif aux machines électriques d'ébonite*, p. 656.

A. Kundt. — *Supplément au Mémoire de la page* 568, p. 660.

DE L'ILLUMINATION DES CORPS TRANSPARENTS ET OPAQUES;

PAR M. A. LALLEMAND.

Illumination des corps transparents ou diffusion intérieure. — Quand une substance diaphane est traversée par un faisceau de rayons solaires, elle devient lumineuse sur tout le trajet du faisceau, et les phénomènes observés varient, suivant que la lumière incidente est neutre ou polarisée et que le corps soumis à l'expérience est fluorescent, doué du pouvoir rotatoire, ou bien ne possède aucune de ces deux propriétés.

Substances non fluorescentes. — Supposons qu'on opère sur de l'eau pure enfermée dans un ballon sphérique à mince paroi, et que le faisceau réfléchi horizontalement par le miroir métallique d'un héliostat, et concentré par une lentille achromatique de 40 à 50 centimètres de foyer, traverse le ballon dans une direction diamétrale; le liquide s'illumine et présente sur la direction des rayons une teinte blanche uniforme, d'apparence estompée, s'il est bien purifié par la distillation et ne renferme aucune particule solide en suspension. En visant au centre du ballon avec un Nicol et dans une direction quelconque normale au faisceau, on reconnaît que la lumière diffusée s'éteint, lorsque la section principale du prisme est parallèle à l'axe du filet lumineux, c'est-à-dire qu'elle est complétement polarisée dans un plan passant par cet axe. En inclinant le Nicol sur l'axe dans les deux sens, l'extinction n'est plus totale; la lumière émise est alors partiellement polarisée, et d'autant moins que l'inclinaison est plus grande; le résultat, d'ailleurs, ne change pas si l'on opère sur les rayons solaires directs en supprimant toute réflexion préalable.

Lorsque la lumière incidente concentrée par la lentille est polarisée par un prisme de Foucault dans un plan que nous supposerons dorénavant horizontal, le phénomène change: il y a lumière diffusée dans tous les sens avec une intensité variable, excepté suivant la direction verticale; autour de cette direction, l'intensité va croissant avec l'inclinaison et devient maximum quand l'observateur vise horizontalement. Ce maximum lui-même varie avec l'azimut; il est d'autant plus grand que cet azimut fait un angle

plus petit avec le plan vertical passant par l'axe du filet lumineux. En visant toujours au centre du ballon avec un Nicol, on constate que la lumière émise est entièrement polarisée, quelle que soit la direction suivant laquelle on observe, et son plan de polarisation est perpendiculaire au plan azimutal qui contient les rayons émergents.

L'intensité de l'illumination varie d'un milieu à un autre et est d'autant plus énergique que l'indice de réfraction du milieu est plus élevé. C'est ce que l'on constate en soumettant à l'expérience les hydrocarbures saturés d'essence de pétrole, convenablement purifiés; leur densité et leur indice de réfraction va croissant depuis l'hydrure d'amyle jusqu'à la paraffine, qui représente le dernier terme de la série; l'intensité de la diffusion augmente aussi en même temps.

Substances fluorescentes. — Quand l'illumination d'un corps transparent est énergique, le phénomène est le plus souvent compliqué par la fluorescence. Supposons qu'on opère sur une dissolution fluorescente à la manière du sulfate de quinine, telle qu'une dissolution aqueuse d'esculine, d'ombelliférone, etc.; le liquide étant placé dans un tube fermé par des glaces parallèles s'illumine dans la direction verticale d'une teinte bleue uniforme, dont l'intensité décroît depuis la face d'incidence jusqu'à l'extrémité opposée du tube; cette lumière est neutre à l'analyseur. Dans la direction horizontale, au contraire, l'illumination, qui est bleuâtre à l'origine du tube, devient blanche à l'autre extrémité; le Nicol montre que cette lumière est partiellement polarisée dans le plan primitif, et, dans la position d'extinction, laisse persister une teinte bleue identique à celle que l'on observe directement au même point en regardant de haut en bas; l'analyseur permet ainsi d'arrêter toute la lumière diffusée, et ne laisse passer que la lumière neutre engendrée par la fluorescence. Un résultat semblable a lieu dans tous les plans passant par l'axe du faisceau quand le liquide fluorescent est illuminé par des rayons non polarisés; l'intervention du prisme biréfringent, soit comme polariseur, soit comme analyseur, offre un moyen commode d'isoler et d'étudier l'illumination due exclusivement à la fluorescence.

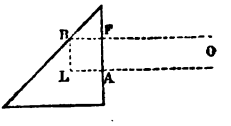
En faisant précéder le tube ou le ballon soumis à l'expérience d'une cuve renfermant une dissolution plus concentrée du même

corps fluorescent, qui absorbe tous les rayons excitateurs violets ou ultra-violets, le liquide se comporte alors comme l'eau pure ou tout autre corps non fluorescent, et paraît obscur dans la direction verticale, s'il est soumis à l'action d'une lumière préalablement polarisée.

Une particularité qu'il importe de signaler, c'est que l'illumination polarisée que j'attribue à une diffusion intérieure, c'est-à-dire à une sorte de propagation latérale du mouvement lumineux, analysée au spectroscope, présente, comme les rayons incidents, les principales raies du spectre solaire, tandis que la lumière fluorescente a une composition particulière qui dépend de la substance employée. C'est ainsi qu'avec le verre ou l'azotate d'urane on retrouve les bandes vertes caractéristiques signalées par M. Stokes.

On peut observer simultanément la fluorescence et la diffusion complexe due à la superposition des rayons fluorescents et diffusés, en illuminant parallèlement à ses arêtes un prisme rectangle de verre ou de cristal dont les bases sont polies (*fig.* 1). Le filet lumi-

Fig. 1.



neux polarisé pénétrant en L, l'œil placé en O aperçoit deux traînées lumineuses, l'une dans la direction LA d'une teinte blanche, partiellement polarisée, et l'autre, suivant BF, d'une teinte mixte qui varie du jaune orangé au vert bleuâtre, selon la matière du prisme, entièrement neutre au polariscope et due aux ayons fluorescents qui ont subi la réflexion totale en B.

La même expérience se réalise plus simplement encore, en illuminant le corps, un liquide contenu dans un flacon par exemple, avec de la lumière naturelle. On vise alors normalement au faisceau avec un biprisme de Biot ou de Wollaston, dont la section principale est parallèle ou perpendiculaire au rayon incident ; la trace lumineuse se dédouble et reproduit le phénomène précédent.

Ces divers modes d'analyse conduisent à cette conséquence que la fluorescence est un phénomène beaucoup plus général qu'on ne

l'avait supposé; et si elle n'a pas été remarquée dans la plupart des liquides et même des solides transparents qui la possèdent, c'est que tous les rayons du spectre sont susceptibles de provoquer le phénomène, et que la fluorescence, au lieu de se produire avec un maximum d'éclat et une couleur propre à la surface d'incidence, se manifeste dans toute la masse du corps traversée par la lumière, et sans couleur propre bien tranchée.

Prenons comme exemple le sulfure de carbone rectifié sur la chaux vive et mis en contact avec du cuivre réduit par l'hydrogène: il est alors bien incolore, et, soumis à l'action des rayons polarisés, il s'illumine vivement sur tout le trajet des rayons, et dans toutes les directions. Le polariscope y révèle encore dans la direction efficace une certaine proportion de lumière polarisée.

Dans le sens vertical, la lumière est neutre, exclusivement due à la fluorescence, et l'analyse spectrale y montre toutes les couleurs prismatiques et, plus ou moins confuses, quelques-unes des raies du spectre solaire. En opérant avec une lumière homogène, on reconnaît en effet que les rayons rouges excitent dans le sulfure carbonique une fluorescence rouge de même réfrangibilité, et qu'en définitive les atomes de ce liquide vibrent à l'unisson de tous les rayons du spectre, excepté les rayons chimiques les plus extrêmes, qui, lorsqu'ils n'éprouvent pas une absorption spéciale, sont transformés en rayons faiblement lumineux de moindre réfrangibilité. Je puis en effet signaler ici, en passant, la propriété que possède le soufre dissous dans le sulfure de carbone, d'absorber la moitié la plus réfrangible du spectre à partir de la raie G et de se transformer en soufre insoluble; le phosphore, dans les mêmes conditions, n'absorbe que les rayons ultra-violets pour se changer en phosphore rouge.

On est ainsi amené à distinguer deux sortes de fluorescences : l'une que j'appellerai, si l'on veut, *isochromatique* ou d'égale couleur, dans laquelle chaque rayon simple excite un mouvement vibratoire identique; c'est cette espèce de fluorescence que déterminent tous les rayons lumineux du spectre dans le sulfure de carbone, la benzine, l'alcool, l'éther, etc., et dans l'eau elle-même à un faible degré; l'autre est celle qu'on a depuis longtemps observée dans le sulfate de quinine, et que pour cette raison j'appellerai fluorescence *quinique* ou *hypochromatique :* c'est celle où chaque rayon

lumineux donne naissance à une fluorescence de réfrangibilité moindre, avec cette particularité qu'une lumière simple produit souvent une fluorescence complexe, renfermant des rayons de réfrangibilités diverses, mais toujours inférieures à celle du rayon excitateur; ce sont en général les rayons lumineux les plus réfrangibles et les rayons chimiques qui développent avec des intensités diverses la fluorescence quinique.

Un même corps possède à la fois les deux sortes de fluorescences que je viens de définir; mais les deux parties du spectre qui y correspondent peuvent être très-inégales. Dans le verre et le cristal, par exemple, les rayons rouges, jaunes et verts développent une faible fluorescence isochromatique; les autres produisent la fluorescence quinique. Quand on veut mettre en évidence cette dernière espèce de fluorescence dans la plupart des liquides et des dissolutions salines, il suffit de placer sur le trajet du faisceau polarisé un verre violet foncé ou une dissolution d'iode dans le sulfure de carbone; on aperçoit alors dans une direction normale au plan de polarisation une trace lumineuse d'un bleu clair qui ne diffère que par l'intensité de celle qu'on obtient avec le sulfate de quinine lui-même.

La fluorescence est un phénomène général, et je ne connais que deux substances où elle soit nulle, le sel gemme et le quartz.

Les phénomènes d'illumination que je viens de décrire s'expliquent aisément, si l'on admet que lorsque la lumière solaire, naturelle ou polarisée, traverse un corps transparent, le mouvement vibratoire de l'éther en pénétrant dans le milieu éprouve une résistance et subit une sorte de réflexion moléculaire ou diffusion interne, en vertu de laquelle les vibrations se propagent en tous sens, de telle sorte que, suivant une direction quelconque oblique au rayon incident, le mouvement de la particule éthérée représente la projection de celui qui anime l'éther sur le trajet du faisceau lumineux; et si, d'un autre côté, on admet encore que les molécules du milieu, en absorbant une partie de la force vive de l'éther, vibrent à leur tour et propagent dans le fluide éthéré les vibrations complexes qui constituent la lumière naturelle.

L'illumination résulte donc de deux effets superposés, et la lumière diffusée se compose de deux espèces de rayons; les uns, toujours de même réfrangibilité que les rayons incidents, sont ou par-

tiellement, ou complétement polarisés, suivant que le faisceau incident est neutre ou polarisé; les autres, dont la longueur d'onde est souvent supérieure à celle des rayons excitateurs et jamais inférieure, ont les caractères de la lumière naturelle, et déterminent une propriété générale des corps que l'on appelle *fluorescence*.

Revenons maintenant aux deux expériences fondamentales que j'ai décrites au début. La première, dans laquelle on voit la lumière naturelle propager normalement au faisceau incident des rayons polarisés rectilignement, et dans une direction oblique, de la lumière partiellement polarisée, suffit à elle seule pour justifier les hypothèses de Fresnel, et démontre en même temps que le mouvement vibratoire de l'éther est perpendiculaire au rayon dans la lumière naturelle, rectiligne et normal au plan de polarisation dans la lumière polarisée. La seconde vient à l'appui de la première; elle démontre, en effet, qu'il n'y a pas de mouvement lumineux propagé dans une direction normale au plan de polarisation. Or Fresnel a conclu mathématiquement de la non-interférence des rayons polarisés à angle droit que dans les rayons de cette nature la vibration était rectiligne et perpendiculaire au rayon. Mais les épreuves expérimentales n'ont pas permis jusqu'ici de décider si la vibration est parallèle ou normale au plan de polarisation. Les phénomènes d'illumination montrent que la seconde hypothèse est seule admissible; les vibrations éthérées ne se propagent pas normalement au plan, ou du moins ne peuvent exciter dans cette direction que des ondes longitudinales analogues aux ondes aériennes, lesquelles ne déterminent aucun effet lumineux.

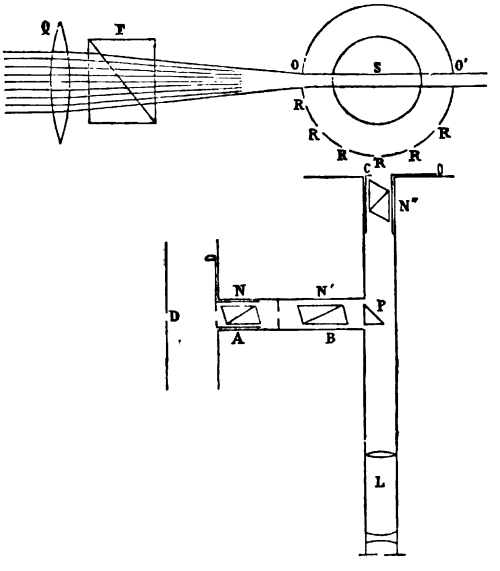
La propagation latérale du mouvement lumineux ou, en d'autres termes, la diffusion intérieure s'opère avec une égale intensité dans toutes les directions, excepté dans le voisinage du rayon émergent: c'est la conclusion à laquelle conduisent les expériences d'illumination chromatique que je rapporterai plus loin et que j'ai cherché à vérifier par des épreuves photométriques.

Considérons d'abord le cas où le milieu diaphane est éclairé par de la lumière naturelle. S'il n'est pas fluorescent, la polarisation est totale lorsqu'on vise normalement au faisceau incident dans un plan quelconque passant par son axe et dans une direction oblique; la proportion de lumière polarisée doit varier comme le sinus carré de l'angle aigu que fait le rayon visuel avec l'axe du faisceau illu-

minant, si l'on admet que la trajectoire d'une particule éthérée sur la ligne de visée n'est autre chose que la projection du cercle enveloppe de toutes les ellipses à orientation variable, qui représente le mouvement de l'éther dans un rayon de lumière naturelle.

La vérification de cette loi n'offrirait aucune difficulté, si la fluorescence inévitable du corps transparent n'ajoutait à l'illumination une proportion constante, il est vrai, de lumière neutre, mais dont il faut tenir compte. Dans ce but, j'ai fait usage de l'appareil suivant, qui reproduit une disposition déjà connue du photomètre de M. Edmond Becquerel, et peut servir à toutes les autres vérifications photométriques que je rapporterai.

Fig. 2.



Il se compose d'un tube coudé ABCL (*fig.* 2); le coude AB porte deux Nicols, N mobile au centre d'un cercle gradué, et N' fixe; quand l'alidade du premier est à zéro, leurs sections principales coïncident. La lumière de comparaison est placée au devant du Nicol N et en est séparée par un large écran D portant un diaphragme rectangulaire. L'extrémité C du tube CL porte un troisième Nicol N'', mobile lui aussi au centre d'un cercle gradué; l'œil vise, au travers de la lunette L et du Nicol N'', le centre d'une sphère à mince paroi

renfermant le liquide illuminé, en même temps qu'il reçoit par réflexion totale sur l'hypoténuse du prisme P la lumière de comparaison. Le ballon est entouré d'une enveloppe cylindrique noircie, portant sur une circonférence située à la hauteur du centre de la sphère deux ouvertures circulaires opposées O et O′ par où passe le faisceau lumineux que concentre la lentille Q; quelques ouvertures rectangulaires R, R, de même grandeur que celle du diaphragme D, servent à viser au centre S du ballon dans différentes directions horizontales. Le support du photomètre est fixé à une règle qui pivote sur la verticale passant par le centre de la sphère, de telle sorte que la ligne de visée du photomètre est toujours dirigée vers ce centre.

Voici comment s'effectue l'observation : on fait coïncider les sections principales des deux Nicols N et N′ et l'on rend verticale celle du prisme N″; dans ces conditions on égalise la lumière de comparaison avec celle du liquide illuminé. Cela fait, éteignons la portion de lumière polarisée qu'émet le liquide, en tournant de 90 degrés le Nicol N″; pour rétablir l'égalité des lumières, il faudra tourner d'un certain angle le Nicol mobile N qui sert à faire varier l'intensité de la lumière qui passe par le diaphragme D.

Soient α et α' les angles de rotation du Nicol N qui ont rétabli l'égalité des images quand on observe d'abord normalement, puis suivant une direction faisant angle aigu ω avec l'axe du faisceau illuminant. Si l'on appelle f la proportion de lumière fluorescente et m la proportion de lumière polarisée émise dans une direction normale, on aura les deux égalités suivantes :

$$\frac{f}{m+f} = \cos^2\alpha, \qquad \frac{m\cos^2\omega + f}{m+f} = \cos^2\alpha'.$$

Remarquons qu'on peut supposer $m = 1$, et que les deux termes du second rapport devraient être multipliés par un même facteur, variable avec ω, puisque la lumière émise varie avec la profondeur du filet lumineux, et que celle-ci change avec l'inclinaison ; en éliminant f entre ces deux équations, il vient

$$\sin\alpha' = \sin\alpha \sin\omega.$$

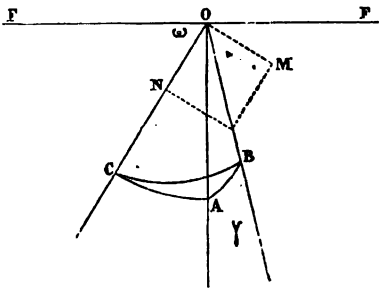
J'ai vérifié cette relation avec différents liquides et en particulier l'alcool. Le prisme p du photomètre peut être déplacé dans deux

directions rectangulaires, de manière à amener les images des deux diaphragmes à être presque contiguës; pour apprécier l'égalité des lumières avec une exactitude suffisante, il est indispensable de réaliser l'identité des teintes des deux images; sans cette condition, toute vérification devient illusoire; il est même nécessaire que le diaphragme éclairé par la lampe qui donne la lumière de comparaison présente une apparence estompée, bien uniforme, comme celui qui reçoit la lumière du liquide. Pour cela, on recouvre le diaphragme D d'une glace enduite d'une mince couche de cire blanche ou de paraffine. La lumière artificielle a toujours une teinte jaune que l'on donne à l'illumination, en plaçant sur le trajet des rayons incidents un verre de cette couleur, ou mieux encore une auge étroite contenant du bichromate de potasse convenablement dilué.

Quand la lumière incidente est polarisée par un prisme de Foucault F, mobile au centre d'un cercle gradué, et que l'observateur dirige toujours le photomètre horizontalement vers le centre de la sphère liquide illuminée, l'intensité de la lumière diffusée et l'orientation de son plan de polarisation se déterminent de la manière suivante :

Soit (*fig.* 3) FF l'axe du filet lumineux, O le centre de la sphère,

Fig. 3.



OC la trace du rayon diffusé, OB la direction du mouvement vibratoire dans le rayon incident et OA la trace horizontale de l'azimut qui contient OB.

Posons $COF = \omega$, $AOB = \gamma$; d'après l'hypothèse énoncée plus haut, la vibration de l'éther dans le rayon diffusé sera la projection

du mouvement incident. La vibration dirigée suivant OB, dans le rayon incident admet deux composantes : l'une ON qui ne produira dans la direction OC aucun effet lumineux, l'autre OM perpendiculaire à OC, qui sera seule efficace. L'intensité de la lumière émise suivant OC sera proprtionnelle au carré de cette composante OM. En désignant par I cette intensité et par k une constante, on aura, en posant $COB = \alpha$, et en remarquant que l'intensité de la diffusion est proportionnelle au diamètre du faisceau suivant ON,

$$(1) \qquad I = \frac{k \sin^2 \alpha}{\sin \omega};$$

α est l'hypoténuse du triangle sphérique ABC rectangle en A, et sera déterminé par la relation

$$\cos \alpha = \sin \omega \cos \gamma;$$

γ désigne l'angle que fait le plan de polarisation du faisceau avec le plan vertical passant par son axe. Lorsque cet angle varie, le plan de polarisation du rayon diffusé se déplace, et son orientation est déterminée par la valeur de l'angle C dans le triangle ABC ; cet angle est celui que fait ce plan avec le plan vertical passant par le rayon diffusé OC. Il se déduit de la relation

$$(2) \qquad \cos \omega \operatorname{tang} C = \operatorname{tang} \gamma.$$

Pour déterminer par l'expérience la valeur de cet angle, on peut se servir du photomètre précédent, en visant au centre de la sphère au travers du Nicol N″ que l'on fait précéder d'un biquartz à deux rotations donnant la teinte sensible, lorsque le plan de polarisation de la lumière émise coïncide avec la section principale de l'analyseur. γ est déterminé par le cercle gradué au centre duquel tourne le prisme polariseur. L'expérience donne avec une assez grande précision des résultats qui concordent avec ceux qu'on déduit de la formule (2).

La vérification de la formule (1), qui exprime l'intensité de la lumière diffusée, s'opère de la manière suivante :

Les sections principales des deux Nicols N et N′ qui reçoivent la lumière de comparaison étant en coïncidence et l'axe du photomètre dirigé vers le centre du ballon illuminé, on rend la section prin-

cipale du Nicol N″ perpendiculaire au plan de polarisation de la lumière émise et l'on établit l'égalité des lumières, en prenant les précautions indiquées précédemment ; tournons ensuite le Nicol N″ de 90 degrés, la lumière diffusée s'éteindra, et, pour rétablir l'égalité, il faudra dévier le Nicol N d'un angle β. L'intensité de la lumière de comparaison aura ainsi varié de 1 à $\cos^2\beta$.

Supposons d'abord que la direction du photomètre reste invariable, c'est-à-dire que l'angle ω soit constant et que γ seul varie. Soit f la quantité constante de la lumière neutre ou fluorescente mélangée à la lumière polarisée. L'intensité de celle-ci est donnée par l'équation (1) ; mais, comme le dénominateur constant $\sin\omega$ affecte à la fois les deux espèces de lumière, on aura pour deux valeurs distinctes de γ

$$(3) \qquad \frac{f+k\sin^2\alpha}{f}=\frac{1}{\cos^2\beta}, \quad \frac{f+k\sin^2\alpha'}{f}=\frac{1}{\cos^2\beta'}.$$

En éliminant f entre ces deux relations, on en déduit

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\alpha'}=\frac{\sqrt{1-\sin^2\omega\cos^2\gamma}}{\sqrt{1-\sin^2\omega\cos^2\gamma'}}=\frac{\tang\beta}{\tang\beta'}.$$

Dans le cas particulier où $\gamma=90^\circ$, l'intensité de la lumière diffusée prend une valeur maximum représentée par le coefficient k. L'égalité (3) donne ainsi

$$\frac{k}{f}=\tang^2\beta,$$

c'est-à-dire que l'angle β est alors indépendant de ω, ce que vérifie l'expérience. Indépendamment du défaut de précision inhérent aux mesures photométriques, car l'œil ne juge bien de l'égalité des lumières que lorsque leur intensité reste comprise entre certaines limites, le mode de vérification précédent entraîne à des écarts qui proviennent de la variation rapide de la tangente, lorsque β dépasse 45 degrés. Voici une autre manière d'opérer qui donne des résultats plus concordants.

L'égalité des lumières étant établie pour $\gamma=90^\circ$, on tourne le polariseur de 90 degrés, et alors $\gamma=0^\circ$. L'intensité de la lumière polarisée, qui était d'abord représentée par le coefficient k, est ré-

duite à $k \cos^2 \omega$, et, pour rétablir l'égalité photométrique, il faut tourner le Nicol N d'un angle δ; on aura alors pour deux valeurs distinctes de ω, en désignant toujours par f la proportion de lumière fluorescente mélangée à la lumière diffusée,

$$\frac{f + k \cos^2 \omega}{f + k} = \cos^2 \delta, \quad \frac{f + k \cos^2 \omega'}{f + k} = \cos^2 \delta';$$

d'où l'on déduit la relation suivante :

$$\frac{\sin \omega}{\sin \omega'} = \frac{\sin \delta}{\sin \delta'}.$$

Dans ces divers modes d'épreuve, les résultats trouvés s'accordent assez bien avec les nombres calculés par les formules précédentes, au moins dans les limites d'erreur que comportent les vérifications photométriques, et à la condition que l'angle ω soit compté du côté du rayon incident. Lorsque le photomètre est placé du côté du rayon émergent et que ω est inférieur à 40 degrés, les nombres obtenus indiquent que le rayon diffusé prend une intensité graduellement croissante à mesure qu'il se rapproche du faisceau émergent.

(*A suivre.*)

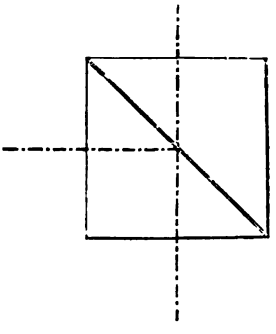
APPLICATION DES COUCHES D'OR TRÈS-MINCES AU PERFECTIONNEMENT DES CATHÉTOMÈTRES ET DES AUTRES INSTRUMENTS DE MESURE;

PAR M. GOVI.

On sait depuis longtemps que l'or en feuilles est transparent, et Faraday a même fait connaître de curieuses propriétés optiques dont jouissent les couches très-minces d'or et de quelques autres métaux. Il n'en est cependant aucun, parmi ceux qu'on a pu étudier jusqu'ici, dont la transparence soit plus grande que celle de l'or. Quand on précipite ce métal en couches très-minces sur du verre préalablement lavé avec de l'acide azotique, de la potasse et de l'alcool pur, on peut en obtenir des voiles qui se laissent traverser par la lumière sans la colorer davantage que du *crown vert* de Dollond, et qui jouissent cependant d'un pouvoir réflecteur assez considérable.

On dépose l'or sur le verre en faisant agir une solution d'aldéhyde sur du chlorure d'or alcalinisé par de la soude. Les voiles d'or ainsi obtenus ne seraient d'aucune utilité si on les étalait sur des lames de verre à faces planes et parallèles, car le moindre frottement les enlèverait, et la réflexion, par suite de la grande transparence de l'or, y donnerait des images doubles toutes les fois que les objets réfléchis ne seraient pas à des distances très-grandes. Mais si l'on dépose un voile d'or sur la face hypoténuse d'un prisme rectangle en verre (*fig.* 1), et si, après l'avoir chauffée, on la colle avec du baume du Canada contre l'hypoténuse d'un second prisme égal au premier, on obtient un cube transparent à section diagonale d'or, qui permet d'utiliser le léger voile métallique à peu près comme s'il était rigide et libre dans l'espace. Avec un de ces cubes, pendant qu'on re-

Fig. 1.



garde à travers deux de ses faces opposées et qu'on voit par transparence les objets légèrement teintés d'une nuance aigue-marine, on peut apercevoir en même temps d'autres objets réfléchis sur la couche d'or qui donne à leurs images une légère coloration jaune. Ces deux images simultanées sont vues très-distinctement par l'œil, pourvu qu'elles soient d'égale intensité, et qu'elles proviennent d'objets également éloignés.

Cette espèce de miroir métallique transparent a pu déjà être appliquée à la construction d'un grand nombre de *chambres claires,* pour le dessin d'après nature, pour le microscope, pour les longues-vues, pour les télescopes, etc., et l'on a eu ainsi, outre tous les avantages des anciennes *chambres claires,* celui d'employer la pupille tout entière à la vision de chacune des deux images. Le dessi-

nateur n'est plus alors assujetti à une immobilité gênante, mais il peut remuer la tête et déplacer l'œil à son gré sans jamais perdre de vue aucune des deux images dont il a besoin pour son travail.

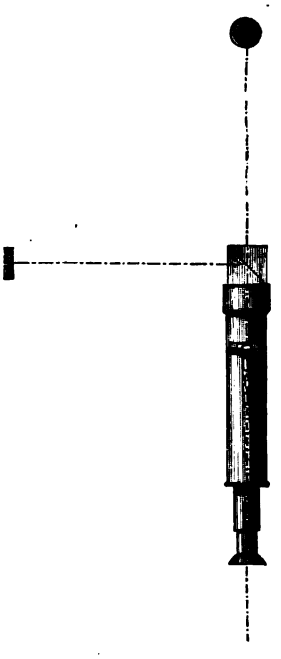
Ces mêmes voiles d'or ont pu servir encore à la construction des sextants, des microscopes à plusieurs oculaires, des loupes micrométriques, etc., etc., et pourront recevoir beauconp d'autres applications.

Parmi ces applications, il en est une dont nous allons parler et qui intéresse les physiciens, puisqu'elle a pour objet de simplifier et d'améliorer le cathétomètre. Cet instrument, tel qu'on a l'habitude de le construire, consiste en une lunette horizontale qu'on peut faire monter ou descendre le long d'une règle verticale divisée en millimètres et mobile autour d'un axe également vertical. Le cathétomètre n'est bon que s'il maintient l'axe optique de la lunette parfaitement horizontal pendant une rotation complète de la règle autour de la verticale. La plus légère déviation de la lunette tournante peut causer des erreurs considérables dans l'évaluation des hauteurs à mesurer. L'échelle divisée de l'instrument ne peut jamais avoir la précision qu'aurait une règle homogène, divisée à une température constante, dont on connaîtrait exactement le coefficient de dilatation, qui n'aurait à subir aucune compensation, aucun frottement, ni aucun tiraillement pendant la durée des expériences. Il est en outre assez fâcheux que l'observateur doive se tenir si près de cette échelle, puisque la chaleur de son corps ne peut manquer d'en altérer sensiblement et irrégulièrement les dimensions, sans qu'il soit toujours possible de les corriger d'après des observations thermométriques. On a essayé d'amoindrir ces inconvénients en plaçant la règle divisée à côté et à une certaine distance de l'observateur et de la longueur à mesurer. En visant alors l'objet avec la lunette, puis faisant tourner celle-ci de manière à la diriger sur l'échelle divisée, on peut lire la division correspondante ; mais cette manœuvre suppose que l'axe optique de la lunette demeure dans un même plan horizontal pendant sa rotation, ce qui est excessivement difficile à réaliser et plus difficile encore à conserver quand on emploie souvent le cathétomètre.

L'usage d'un cube à section diagonale dorée permet au contraire de viser simultanément l'objet à mesurer et la règle divisée, assez éloignés l'un de l'autre et du corps de l'observateur, sans qu'il y ait

jamais à craindre de dérangement relatif dans la direction des lignes visuelles.

Fig. 2.



Qu'on suppose pour cela un de ces cubes appliqué avec une face devant l'objectif de la lunette (*fig.* 2), de manière à le couvrir tout entier, son plan doré étant tourné vers l'échelle divisée et ayant sa section principale horizontale. Il est évident, dans ce cas, que l'objet sera vu par transparence à travers la couche d'or, sans que l'image en soit déformée par le cube de verre à faces parallèles, qui la colorera seulement d'une légère teinte glauque. L'échelle pourra être vue en même temps par réflexion sur la face dorée et paraîtra légèrement jaunie. Si l'objet et l'échelle sont à la même distance de l'objectif, les deux images seront vues simultanément avec la même netteté à travers l'objectif, et l'observateur n'aura plus qu'à lire la division de l'échelle qui correspond à un point donné de l'objet.

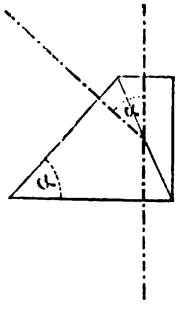
On évite donc ainsi l'échelle attachée au support de la lunette et la rotation autour d'un axe vertical; la règle divisée est indépen-

dante, éloignée, stable, et l'on a par conséquent bien moins d'erreurs à craindre dans les observations.

Deux niveaux en croix sur la lunette permettront d'assurer constamment l'horizontalité des deux axes visuels orthogonaux, et de la rétablir dans le cas où le transport de la lunette le long de la verticale aurait pu la déranger. Un seul niveau sphérique pourrait remplir le même but.

On pourrait construire des prismes réflecteurs pour observer simultanément dans deux azimuts comprenant entre eux un angle α quelconque, en dorant la base (*fig.* 3) d'un prisme isoscèle

Fig. 3.



d'angle α, et en collant contre cette base l'hypoténuse d'un prisme rectangle dont un des angles aigus serait égal à $\frac{\alpha}{2}$. Les rayons entrés par une des faces du premier prisme, après avoir été réfléchis par la face dorée, sortiraient normalement par la seconde face, et se confondraient ainsi avec ceux qui, ayant traversé directement le cathète du second prisme, iraient rencontrer la même face de sortie.

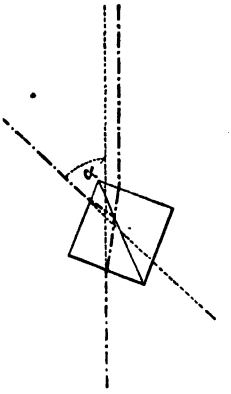
Il serait possible aussi de viser dans des azimuts différents, en faisant tourner le cube réflecteur (*fig.* 4) autour d'un axe parallèle à l'une des arêtes contenues dans le plan diagonal doré.

Si l'on voulait employer des objectifs différents, il faudrait placer le cube à face dorée entre l'objectif et l'oculaire, et fixer les deux tuyaux portant les objectifs devant les deux faces actives du cube. Il serait possible, de la sorte, de grossir différemment les images des deux objets observés, et de mettre la lunette au point pour tous

les deux en même temps, quoique situés à des distances différentes par rapport aux objectifs qui les regardent. Il n'y aurait qu'à donner dans ce cas un certain tirage aux tuyaux qui portent les objectifs pour amener sur le même plan oculaire l'image directe et l'image réfléchie.

La vérification de ce cathétomètre est très-facile, car il suffit de substituer momentanément à l'objet qu'on doit observer une règle divisée exactement égale à la règle type, et de les comparer entre elles. Les faces divisées des deux règles doivent être mises verticalement à l'aide de fils à plomb, et il faut les soutenir de manière qu'elles n'éprouvent pas de déformation sensible.

Fig. 4.



Les miroirs percés et les petits miroirs ou les petits prismes n'occupant qu'une partie de l'objectif, qu'on a employés dans quelques cas, sont bien inférieurs aux couches d'or transparentes enfermées dans des prismes de verre, puisqu'ils n'utilisent qu'une portion limitée des lentilles et donnent naissance, par conséquent, à deux images d'une netteté très-différente. La transparence des couches d'or est telle, qu'on pourrait même superposer les images de trois objets situés dans trois directions différentes en se servant de deux cubes à plan diagonal doré, placés l'un devant l'autre.

L'argent, le platine, etc., peuvent donner aussi des voiles réfléchissants et transparents à la fois, mais aucun de ces métaux n'a pu être obtenu jusqu'à présent en couches assez minces et assez continues pour pouvoir remplacer l'or, dont la nuance jaune (qu'on

pourrait neutraliser, au besoin, par un verre vert bleu) n'a, du reste, aucun inconvénient pour les observations.

SUR LA DISTRIBUTION DU MAGNÉTISME DANS LES BARREAUX CYLINDRIQUES;

PAR M. E. BOUTY.

J'ai établi précédemment [1] que les moments magnétiques y d'aiguilles cylindriques minces, de diamètre a et de longueur x, trempées dur et aimantées à saturation, sont représentés par la formule

$$(1) \qquad y = \mathrm{A}a^2\left(x - \frac{2}{\beta}\frac{e^{\frac{\beta x}{2}} - e^{-\frac{\beta x}{2}}}{e^{\frac{\beta x}{2}} + e^{-\frac{\beta x}{2}}}\right),$$

démontrée expérimentalement par Biot et rattachée par Green à la théorie de la force coercitive. La loi exprimée par la formule (1) est liée à la loi de la distribution du magnétisme, de telle sorte que, celle-ci étant donnée, celle-là en résulte nécessairement; mais la réciproque de cette proposition ne peut être établie rigoureusement. Toutefois Biot a admis, et nous admettons avec lui, que, quand les moments magnétiques sont représentés par la formule (1), la courbe représentative de la distribution du magnétisme, rapportée à l'axe Ou de l'aiguille et à un axe Oz passant par son milieu, est

$$(2) \qquad z = \mathrm{A}a^2\beta\frac{e^{\beta u} - e^{-\beta u}}{e^{\frac{\beta x}{2}} + e^{-\frac{\beta x}{2}}}.$$

Les expériences dont j'ai à rendre compte ont été entreprises pour vérifier si la formule (1) s'applique à des barreaux cylindriques de 6 à 10 millimètres de diamètre. J'ai reconnu que, pour des valeurs convenablement choisies de A et B, elle représente toujours très-bien les résultats de l'expérience, et cela non-seulement dans le cas de la trempe dure et de la saturation, mais encore pour l'acier non trempé et un degré quelconque d'aimantation. Elle s'applique même au moment temporaire que possèdent les aimants au sein

---

[1] Voir *Journal de Physique*, t. III, p. 363, ou *Séances de la Société de Physique*, 1875, p. 85.

de la spirale magnétisante. Il faut seulement que les barreaux employés soient vierges d'aimantation antérieure, et qu'ils aient tous été placés dans un même champ magnétique constant.

On devra attribuer au mode de distribution représenté par la formule (2) le même degré de généralité que nous avons reconnu à la formule (1).

J'ai étudié directement les quantités de magnétisme que possèdent sous l'action de courants de différentes intensités les pôles d'aiguilles cylindriques très-longues, ainsi que la distance d'un pôle à l'extrémité voisine, et indiqué sommairement dans une Communication précédente [1] les résultats obtenus. On n'a qu'à faire x très-grand dans la formule (1) pour attribuer aux quantités A et $B = a\beta$ un sens physique précis; Aa^2 est la quantité de magnétisme, $\frac{2a}{B}$ la distance du pôle à l'extrémité. On doit donc retrouver comme résultat de cette nouvelle étude les propriétés déjà connues des deux sortes de grandeurs, et c'est ce que l'expérience a confirmé. Je rappellerai seulement ce qui est relatif à B, pour l'acier non trempé. La valeur de B est indépendante de l'intensité de la force magnétisante; elle prend pour l'aimantation temporaire une valeur B_1 ($B_1 = \frac{1}{7,142}$ dans mes expériences), plus grande que la valeur B_2 $\left(B_2 = \frac{1}{17,857}\right)$, caractéristique de l'aimantation permanente. En d'autres termes, dans l'aimantation temporaire le pôle est plus voisin de l'extrémité; la courbe de distribution se rapproche rapidement de l'axe des z à partir des deux bouts : l'aimantation est *courte*. Elle est *longue* dans l'aimantation permanente, et le pôle est plus loin du bout.

Il m'a paru que, si la constante B est susceptible pour un même acier de deux valeurs B_1 et B_2 différentes, il devait être possible de réaliser de nouveaux cas de l'aimantation, où B aurait pour le même acier toutes les valeurs possibles, inférieures à B_1. J'ai été conduit ainsi à soumettre à l'action d'un courant des barreaux déjà aimantés à saturation, et à mesurer les moments temporaires qu'ils prennent dans ces conditions. Contrairement à mon attente,

---

[1] Voir *Journal de Physique*, t. IV, p. 367, ou *Séances de la Société de Physique*, 1875, p. 87.

il a été impossible de représenter ces moments par la formule (1). On a donc affaire, dans ce cas, à un mode spécial de distribution magnétique, qui ne peut être représenté par la formule (2).

Il était naturel d'essayer si ces moments ne pourraient pas être représentés par une formule à deux termes, telle que

$$(3)\qquad y = C_1\left(x - \frac{2}{\beta_1}\frac{e^{\frac{\beta_1 x}{2}} - e^{-\frac{\beta_1 x}{2}}}{e^{\frac{\beta_1 x}{2}} + e^{-\frac{\beta_1 x}{2}}}\right) + C_2\left(x - \frac{2}{\beta_2}\frac{e^{\frac{\beta_2 x}{2}} - e^{-\frac{\beta_2 x}{2}}}{e^{\frac{\beta_2 x}{2}} + e^{-\frac{\beta_2 x}{2}}}\right),$$

en attribuant à β_1 la valeur connue $\frac{a}{B_1}$, à β_2 la valeur $\frac{a}{B_2}$. Cette formule représente très-fidèlement toutes les expériences que j'ai exécutées.

Il y a plusieurs cas à distinguer, suivant que le courant employé aimante ou désaimante, et les coefficients C_1 et C_2 sont toujours déterminés par des lois très-simples, qu'il serait trop long d'indiquer ici [1]. Bornons-nous à dire que le terme en B_1 est rigoureusement égal au moment temporaire que le courant employé produirait sur les barreaux que l'on considère, s'ils étaient vierges d'aimantation.

A la formule (3) des moments doit correspondre une formule (4) de la distribution, qui se déduit de (2) comme (3) est déduite de (1). Cette formule à deux termes représenterait la superposition de deux courbes de distribution caractérisées par des valeurs différentes du coefficient des exponentielles, c'est-à-dire l'une *longue*, l'autre *courte*, dans le sens indiqué ci-dessus. Dans le cas de la désaimantation, le premier terme de la formule (4) est négatif, et par suite le second membre de cette formule peut s'annuler pour une certaine valeur de l'abscisse u. C'est ce qui arrivera, par exemple, quand on aura réglé l'intensité du courant qui désaimante, de telle sorte que l'action du barreau en expérience sur un point très-éloigné soit nulle. La distribution magnétique portée par ce barreau est alors la somme d'une distribution, dans le sens de l'aimantation primitive (qui reparaîtra par la suppression du courant), et d'une distribution temporaire de signe contraire et

---

[1] *Voir*, pour plus de développements, *Annales de l'École Normale supérieure*, 1876, p. 150.

de même quantité, mais de forme différente. Le signe de l'aimantation change donc en deux points symétriques par rapport au milieu, c'est-à-dire que le barreau, outre ses deux pôles extrêmes, porte encore deux points conséquents. J'ai vérifié expérimentalement cette curieuse conséquence de la formule (3).

Il semble ressortir de ces expériences qu'il existe, entre l'aimantation temporaire et l'aimantation permanente, une indépendance à peu près absolue. Je persiste à penser qu'on doit l'attribuer au moins en partie à une différence d'origine, par exemple à une véritable hétérogénéité magnétique de l'acier [1].

SUR LES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU GALLIUM;

PAR M. LECOQ DE BOISBAUDRAN.

J'ai récemment préparé un peu plus de $\frac{1}{2}$ gramme de gallium pur. A l'état liquide, ce métal est d'un beau blanc d'argent; mais, en cristallisant, il prend une teinte bleuâtre très-prononcée et son éclat diminue notablement.

En opérant convenablement la solidification du gallium surfondu, on obtient des cristaux isolés : ce sont des octaèdres que je m'occupe de mesurer.

Dans un premier essai (avril 1876) le point de fusion avait été trouvé compris entre 29 et 30 degrés environ, soit à peu près $+29^{\circ},5$. Je viens de reprendre cette détermination. Je suis parvenu à $+30^{\circ},15$ comme moyenne de nombres très-concordants.

A $+30^{\circ},06$, le métal cristallisait, bien qu'avec une extrême lenteur.

En mai 1876, j'essayai de mesurer la densité du gallium sur un échantillon de 6 centigrammes; j'obtins 4,7 à 15 degrés. La moyenne des densités de l'aluminium et de l'indium étant à peu

---

[1] Les aciers très-homogènes physiquement, avec lesquels j'ai fait ces expériences, ne présentent pas, quand on les dissout dans les acides, avant ou après la trempe, les rugosités dont parle M. Holz (voir *Journal de Physique*, t. III, p. 319).

S'il y a, comme je le crois, deux sortes d'éléments magnétiques, rien ne prouve *a priori* qu'ils résident dans des portions finies, de composition chimique différente, comme les deux matières séparées par M. Holz.

près 4,8 à 5,1, le poids spécifique provisoirement trouvé pour le gallium paraissait pouvoir s'accorder assez bien avec une théorie classant ce métal entre l'indium et l'aluminium.

Cependant les calculs établis par M. Mendeleeff pour un corps hypothétique qui semble correspondre au gallium (du moins d'après plusieurs de ces propriétés) conduisaient à la densité 5,9.

Le gallium cristallisé sous l'eau décrépite quelquefois quand on le chauffe. Peut-être mon premier métal contenait-il des vacuoles remplies d'air ou d'eau. Quoi qu'il en soit, j'ai évité depuis cette cause d'erreur en chauffant fortement le métal et le solidifiant dans une atmosphère sèche.

En employant quelques centigrammes seulement, j'obtins d'abord pour la densité des nombres variant de 5,5 à 6,2.

Je viens enfin d'opérer sur 58 centigrammes à la fois.

Densités trouvées.

1re	expérience.....	5,90	à 23 degrés et relativement à l'eau à 23 degrés.
2e	»	5,97	
3e	»	5,96	à 24°,45 et relativement à l'eau à 24°,45.
	Moyenne ..	5,94	à 23°,5 et relativement à l'eau à 23°,5.

Il n'est pas besoin d'insister, je pense, sur l'intérêt qui s'attache à la confirmation des vues théoriques de M. Mendeleeff en ce qui concerne la densité du nouvel élément.

W. VON BEZOLD. — Ueber die Vergleichung von Pigmentfarben mit Spectralfarben (Comparaison des pigments et des couleurs spectrales); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 165; 1876. Eine neue Methode der Farbenmischung (Nouvelle méthode pour le mélange des couleurs); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 606; 1876.

Dans un Mémoire antérieur [1], M. Von Bezold a exposé com-

---

[1] *Annales de Poggendorff*, t. CL, p. 93 et 121 (Voir *Journal de Physique*, t. III, p. 155, l'analyse de ce Mémoire).

ment une sensation colorée déterminée peut résulter, d'une infinité de manières, du mélange de couleurs spectrales ou de pigments, et comment on peut, indépendamment de son origine, la définir à l'aide de trois quantités seulement : le ton, c'est-à-dire la longueur d'onde de la couleur spectrale correspondante (ou, pour les tons pourpres qui n'existent pas dans le spectre, la longueur d'onde du vert complémentaire), l'intensité totale et le degré de saturation. Si les lois qui président au mélange des couleurs étaient parfaitement connues, on pourrait, d'après les principes exposés dans le Mémoire auquel je renvoie, dresser un tableau chromatique rationnel, permettant de réduire une sensation colorée quelconque à ses éléments, ou d'opérer la composition et la décomposition des couleurs de toutes les manières possibles. C'est en vue de la préparation de ce tableau que l'auteur a imaginé les méthodes que nous allons décrire.

Pour comparer un pigment aux couleurs spectrales (ton), M. von Bezold remplace l'échelle du spectroscope ordinaire par un carton blanc à grain très-fin, recouvert à moitié d'un papier noir, de manière que la ligne de séparation soit horizontale. Une fente verticale d'un millimètre de largeur est taillée dans la partie noire. C'est à travers cette fente qu'on peut apercevoir la couleur pigmentaire étudiée.

D'autre part, on recouvre la fente du collimateur par un écran opaque sur la moitié de sa hauteur, de telle sorte que le spectre soit superposé à l'image du carton blanc, et placé au-dessus de l'image du carton noir. On comparera ainsi le pigment avec les couleurs d'un spectre plus ou moins lavé de blanc, et, en faisant varier l'éclairement du carton et glisser la fente à droite ou à gauche, on arrivera aisément à établir une identité complète entre l'image de la fente et la couleur spectrale qu'elle prolonge dans le champ de vision [1].

On peut aussi remplacer l'échelle du spectroscope par un écran entièrement noir, portant une fente de longueur égale à celle du collimateur, et laisser celle-ci entièrement libre. L'image de la fente colorée forme alors une tache brillante que l'on peut faire coïncider avec une couleur quelconque du spectre par un léger déplacement

---

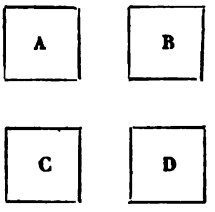
[1] Bien entendu, cette méthode n'est pas applicable aux tons pourpres.

du carton. L'identité de ton est manifestée par une réaction très-sensible. Soit, par exemple, un pigment vert, dont la teinte est à peu près celle de la raie E; le moindre déplacement du carton à droite ou à gauche de la coïncidence fera virer l'image de la fente au jaune ou au bleu, relativement au fond sur laquelle elle se détache [1].

Pour trouver le ton résultant du mélange de deux couleurs, on emploie, le plus souvent, un disque de Newton, divisé en deux secteurs égaux ou inégaux, que l'on revêt des couleurs à composer, et l'on cherche par tâtonnements à couvrir le centre du disque d'un pigment tel, que l'appareil animé d'un rapide mouvement de rotation présente la même teinte au centre et au bord. M. von Bezold trouve que la méthode suivante est d'un emploi plus rapide et plus sûr.

Un tube noirci à l'intérieur est fermé à l'une de ses extrémité par une plaque percée de quatre ouvertures carrées A, B, C, D (*fig.* 1).

Fig. 1.



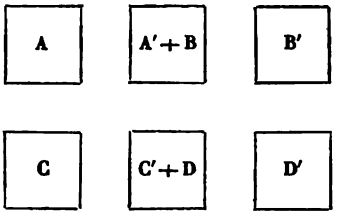
A l'autre extrémité du tube est disposé un prisme achromatique de spath, orienté de façon que l'on puisse faire coïncider l'image ordinaire de B avec l'image extraordinaire de A, et monté sur un tirage. Quand la coïncidence est établie, il y a dans le champ six images disposées comme l'indique la *fig.* 2.

Soit maintenant à trouver la couleur résultant du mélange des deux pigments A et B donnés : on place ces pigments sous les ouvertures de même nom, et l'on aperçoit en A et en B les teintes composantes avec les intensités $\frac{I}{2}$ et $\frac{I'}{2}$, et en A′ + B leur mélange,

[1] L'auteur fait observer que rien ne prouve, *a priori*, que ces deux méthodes doivent donner des résultats identiques, si ce n'est pour les couleurs qui n'excitent pas d'une manière sensible la fluorescence de la rétine.

avec l'intensité $\frac{I + I'}{2}$. On cherche alors par la peinture à donner à une plaque recouvrant les ouvertures C et D une couleur telle, que les images $A' + B$ et $C' + D$ paraissent identiques à l'œil. La couleur employée présente alors, avec l'intensité $\frac{I + I'}{2}$, la teinte résultante des couleurs A et B.

Fig. 2.



Cette méthode intéressante permet d'obtenir aisément toute l'échelle des intensités pour des couleurs de ton et de saturation déterminées. Voici comment on pourra procéder : oblitérons l'ouverture C, par exemple, avec du velours noir, et plaçons le même pigment sous les ouvertures A et B; l'image moyenne présentera l'intensité I, et il faudra placer en D la même couleur avec l'intensité 2I pour obtenir l'identité de $A' + B$ et de D. Fermant alors l'ouverture A, et portant le pigment primitif en C, on obtiendra une image moyenne $C' + D$ d'intensité $\frac{3I}{2}$, et il faudra placer en B la couleur de même teinte et d'intensité 3I pour obtenir encore l'égalité des images moyennes, etc. On voit qu'on pourra opérer de nombreuses vérifications : la couleur d'intensité 4I, par exemple, devra être la même, qu'elle ait été obtenue par l'addition de 2I et de 2I, ou par celle de I et de 3I.

E. Bouty.

PFAUNDLER, professeur à l'Université d'Innsbruck. — Sur la chaleur dégagée par le mélange d'acide sulfurique et d'eau (travail présenté à l'Académie des Sciences de Vienne, dans la séance du 14 janvier 1875).

M. Pfaundler a présenté, dans le courant de l'année 1875, à l'Académie de Vienne, trois Mémoires relatifs aux mélanges d'acide

sulfurique avec de l'eau ou de la glace. Le dernier peut être considéré comme le premier travail sérieux spécialement consacré à l'étude d'un mélange réfrigérant; il est à désirer que des travaux analogues viennent éclaircir complétement cette intéressante question de la Thermochimie; les deux premiers Mémoires sont consacrés à la détermination des éléments nécessaires à connaître pour l'étude des mélanges réfrigérants de glace et d'acide sulfurique.

La question relative à la quantité de chaleur produite par le mélange d'acide sulfurique monohydraté avec des quantités variables d'eau a été déjà étudiée par divers physiciens. Mais les résultats présentent d'assez grandes divergences : c'est ce qui a engagé M. Pfaundler à reprendre cette étude, en prenant les précautions les plus minutieuses.

Pour n'avoir à se servir que d'une seule chaleur spécifique, l'auteur a cherché quelle quantité de chaleur est dégagée quand on ramène à un hydrate très-étendu $SO^4H^2 + 119H^2O = SO^3 120H^2O$, des hydrates déterminés.

Soient q_1, q_2, q_3, ... les quantités de chaleur dégagées par les hydrates $SO^4H^2O + H^2O$, $SO^4H^2O + 2H^2O$, $SO^4H^2 + 3H^2O$,..., quand on les étend d'une quantité d'eau suffisante pour former l'hydrate $SO^4H^2 + 119H^2O$ (ces quantités sont rapportées à 1 molécule d'acide ou 96 grammes); Q la quantité de chaleur produite par l'hydratation de SO^4H^2 ramené à l'état de $SO^4H^2 + 129H^2O$; et enfin Q_1, Q_2, Q_3, ... les quantités de chaleur dégagées par l'hydratation de SO^4H^2 ramené à l'état de $SO^4H^2 + H^2O$,

$$SO^4H^2 + 2H^2O, \quad SO^4H^2 + 3H^2O, \quad \ldots;$$

on aura évidemment

$$Q_1 = Q - q_1, \quad Q_2 = Q - q_2, \quad Q_3 = Q - q_3, \quad \ldots.$$

La chaleur spécifique adoptée pour l'acide $SO^4H^2 + 119H^2O$ est 0,966.

L'acide à mélanger était pesé dans une ampoule de verre très-mince, fermée à la lampe et placée pendant vingt-quatre heures dans le calorimètre contenant déjà l'eau qui devait être ajoutée à l'acide. Toutes les pesées étaient corrigées et ramenées au vide. L'ampoule était ensuite brisée au milieu du liquide, et l'on déterminait l'augmentation de température.

Connaissant le poids du liquide, celui du vase, etc., on en déduisait la chaleur dégagée. Le monohydrate avait été préparé, soit en ajoutant de l'eau à l'acide anhydre, soit en mélangeant des hydrates plus étendus et plus concentrés que le monohydrate. On a déterminé très-exactement la quantité Q de chaleur dégagée par 1 gramme de SO^4H^2, étendu jusqu'à devenir $SO^4H^2 + 119H^2O$, en prenant divers hydrates voisins plus ou moins concentrés. On a obtenu ainsi pour Q :

Pour 1 gramme de SO^4H^2.....	$180^{cal},51$
Pour 1 molécule (98 grammes)..	17689,98

(La calorie est ici la quantité de chaleur nécessaire pour échauffer de 1 degré 1 gramme d'eau).

Les quantités Q_n, désignées plus haut, peuvent être représentées par une formule hyperbolique déjà employée par M. Thomsen, c'est-à-dire par la formule

$$Q_n = \frac{nB}{n + A};$$

Q_n est la quantité de chaleur dégagée par 1 molécule de SO^4H^2 ou 98 grammes, quand on y ajoute n molécules d'eau; M. Pfaundler a trouvé $A = 1,588$ et $B = 17920$. On a ainsi

$$(1) \qquad Q_n = \frac{n}{n + 1,588}\, 17920.$$

Élévation de température résultant du mélange de monohydrate et d'eau. — Pour obtenir cette élévation de température, il faut diviser la quantité Q_n par la chaleur moléculaire de

$$SO^4H^2O + nH^2O = (98 + n18)c = C,$$

c étant la chaleur spécifique de l'acide et C sa chaleur moléculaire; $\frac{Q_n}{C}$ donne approximativement l'élévation de température. D'après les recherches de MM. Thomsen, Marignac et Pfaundler, on peut représenter la chaleur moléculaire C par la formule

$$C = a' + b'n \text{ avec } a' = 16,9, \quad b' = 18,3 \text{ pour } n > 5,$$
$$C = a + bn \text{ avec } a = 32,5, \quad b = 15,2 \text{ pour } n < 5.$$

L'élévation de température du mélange sera donc donnée par la

formule

$$(2) \qquad t = \frac{nB}{(n+A)C} = \frac{nB}{(n+A)(a+bn)}.$$

On en déduit de l'équation (2), en apportant une légère correction à la valeur de t, le tableau suivant pour ces valeurs :

n.	t.	n.	t.
1	127	6	109
2	152	7	98
3	145	8	89
4	133	9	81
5	121	10	76

En cherchant la valeur de n qui annule $\frac{dt}{dn}$, on trouve

$$n = 1,84 \quad \text{et} \quad t = 159.$$

L'élévation de température est donc au maximum de 159 degrés, et se trouve obtenue en mélangeant 1 partie de monohydrate SO^4H^2 avec 0,388 d'eau. La correction à apporter aux valeurs données par la formule précédente tient à la diminution de la chaleur spécifique avec la température. Cette élévation de température peut aussi être limitée, si elle vient à dépasser la température d'ébullition de l'hydrate ainsi formé; cette circonstance dépendra de la température initiale du mélange et de la pression atmosphérique; mais c'est surtout quand on ajoute de 2,2 à 4,8 molécules d'eau à l'acide monohydraté que la température du mélange (supposée primitivement à zéro) se trouve voisine du point d'ébullition.

A. Terquem.

H.-C. VOGEL. — Untersuchungen über die Spectra der Planeten (Recherches sur les spectres des planètes); *Ann. de Poggendorff*, t. CLVIII, p. 461; 1876.

Ces recherches, entreprises pour répondre à une question proposée comme sujet de prix en 1873 par l'Académie de Copenhague,

et couronnées par cette Compagnie, sont résumées par leur auteur dans les termes suivants :

« Les recherches spectroscopiques sur la lumière que nous envoient les planètes prouvent d'une manière générale que c'est de la lumière solaire réfléchie. On reconnaît, en effet, les principales raies de Fraunhofer dans la lumière des planètes les plus brillantes. La conjecture émise par quelques savants, et d'après laquelle on expliquerait la blancheur particulière de Jupiter et de Saturne, en admettant que ces astres émettent à quelque degré une lumière propre, paraît dénuée de tout fondement ; car la présence dans le spectre de ces planètes de raies et de bandes d'absorption identiques à celles que produit notre atmosphère semble établir l'existence de la vapeur d'eau dans les enveloppes gazeuses de ces planètes, et il paraît difficile d'admettre que la température à leur surface puisse être assez élevée pour produire une émission de lumière.

» Les différences du spectre solaire et des spectres planétaires consistent en ce que dans ces derniers apparaissent, dans la partie la moins réfrangible, des bandes d'absorption plus ou moins intenses, que l'on ne peut attribuer qu'aux atmosphères des planètes. Plus l'astre est éloigné du Soleil, et plus l'influence propre de cette atmosphère est prépondérante. Les planètes intérieures, Mercure et Vénus, ne présentent que des bandes d'absorption très-faibles dans le rouge et le jaune, dont on peut établir la coïncidence avec les raies produites par le passage de la lumière à travers notre atmosphère. Mars présente les mêmes bandes, mais plus marquées. Dans les spectres de Jupiter et de Saturne apparaît, en outre de ces bandes, une bande très-intense, située dans le rouge, et toute la partie la plus réfrangible (violet et bleu) est fortement affaiblie, sans qu'on y distingue de bandes. Enfin les spectres d'Uranus et de Neptune sont sillonnés presque partout de bandes d'absorption larges et intenses. »

E. Bouty.

H. BUFF. — Ueber die Fähigkeit der Luft und des Waserstoffgazes, die Wärme zu leiten und deren Strahlen durchzulassen (Sur la conductibilité calorifique et la diathermanéité de l'air et de l'hydrogène); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 177; 1876.

Magnus, à la suite d'expériences bien connues, avait été amené à attribuer à l'hydrogène une conductibilité, pour la chaleur, ana-

logue à celle des métaux. M. Buff a repris ces expériences avec un appareil qui diffère en quelques points de celui de Magnus. Au lieu d'un thermomètre à mercure, il emploie un couple fer et palladium relié à un galvanomètre sensible. Ce couple est dans un cylindre de verre, fermé à sa partie supérieure par le fond poli d'un vase de laiton plein d'eau chaude. On peut faire le vide dans le cylindre, et, comme l'expérience a montré que ses parois avaient sur les expériences une influence perturbatrice, en s'échauffant par conductibilité et en rayonnant vers la soudure ou en provoquant des courants de gaz chaud, M. Buff maintient ces parois à une température constante, en enveloppant le premier cylindre d'un second rempli d'eau froide. Voici les résultats de ses expériences. La conductibilité de l'hydrogène et des autres gaz est trop faible pour qu'il soit possible de rien conclure, à cet égard, des expériences de Magnus. On ne saurait dès lors admettre que l'hydrogène peut, comme les métaux et les corps solides, transmettre la chaleur de molécule à molécule. D'un autre côté, les expériences de M. Buff montrent que la transparence de l'hydrogène pour la chaleur se rapproche beaucoup de celle d'un espace vide. Il n'en est pas de même pour l'air. Ce gaz sec absorbe 50 à 60 pour 100 de la chaleur émise par un vase plein d'eau bouillante. Le pouvoir absorbant de l'air humide est plus grand encore, mais, d'après l'auteur, il n'atteindrait pas la valeur que lui donne M. Tyndall.

Les expériences de Magnus peuvent s'expliquer par la grande diathermanéité de l'hydrogène. Grove a remarqué qu'un fil de platine, maintenu incandescent dans l'air par un courant électrique, cesse de l'être dans l'hydrogène, et l'on a attribué cet effet à la grande conductibilité calorifique de ce dernier gaz. M. Buff pense que, grâce à la grande diathermanéité de l'hydrogène, la perte de chaleur éprouvée par le platine est plus grande que dans l'air; celui-ci, par sa présence, atténue beaucoup l'effet du rayonnement.

Enfin M. Buff trouve que le sel gemme n'est pas, comme le pensait Melloni, complétement diathermane pour les rayons obscurs, mais qu'il se comporte, dans ces conditions, à peu près comme l'air sec.

E. Gripon.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1875. (Suite et fin.)

J. TOLLINGER.— Phénomènes de chaleur qui accompagnent la dissolution de l'azotate d'ammoniaque dans l'eau, et leur influence dans les mélanges réfrigérants formés avec ce sel, p. 172.

L'auteur donne plusieurs formules empiriques, faisant connaître la chaleur moléculaire de la dissolution, la chaleur absorbée pendant la dissolution, l'abaissement de température. Il trouve que la température minima que puisse donner la dissolution du sel est 17°,5, en prenant égal à 5,82 le rapport des nombres des molécules d'eau et de sel.

L. BOLTZMANN.— Équilibre de la chaleur dans les gaz sur lesquels n'agit aucune force extérieure, p. 174.

Il s'agit d'une fonction qui, dans le cas de forces extérieures et dans l'état d'équilibre, a une valeur minimum constante, qui se retrouve si l'on supprime les forces.

L. BOLTZMANN. — Remarque sur la conductibilité du gaz, p. 174.

D'après l'auteur, une conséquence des expériences de MM. Stefan, Kundt, Warbury, est que le coefficient de conductibilité du gaz n'est pas complétement indépendant de l'épaisseur de la couche gazeuse traversée par la chaleur.

H. HAMMERLE. — Combinaisons du chlorure de calcium avec l'eau, p. 205.

Si l'on projette dans une solution sursaturée de chlorure de calcium $CaCl, 4HO$ l'hydrate fondu $CaCl, 6HO$, la solution cristallise, s'échauffe jusqu'au-dessus de son point de liquéfaction, se refroidit, puis s'échauffe de nouveau jusqu'à 29°,5 où se reforme l'hydrate $CaCl, 6HO$.

A. TRENTINAGLIA. — Détermination de la chaleur latente de fusion du sous-sulfate de soude, et des chaleurs spécifiques du sel solide et fondu, p. 206.

La formule de Person est applicable à ce sel en changeant la constante 160 en 239.

K. EXNER. — Franges d'interférence obtenues à l'aide de deux glaces que l'on recouvre par procédé photographique de couches de poussières disposées d'une manière identique sur chacune d'elles, p. 206.

PFAUNDLER. — Sur le thermomètre différentiel à air, p. 221.

Le thermomètre à air de M. Berthelot étant influencé par la pression atmosphérique, l'auteur construit un thermomètre différentiel à manomètre capillaire. Il donne la formule qui sert à transformer en degrés centigrades les indications de l'instrument.

E. GRIPON.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome VIII. — Août 1876.

NEYRENEUF. — *Mémoire sur la lumière stratifiée*, p. 511.

ANDREWS. — *Sur les propriétés physiques de la matière à l'état liquide et à l'état gazeux sous des conditions variées de température et de pression* (extrait par M. Bertin), p. 555.

5e série. — Tome IX. — Septembre 1876.

M. BERTHELOT. — *Sur la chaleur de dissolution des précipités et autres corps peu solubles*, p. 43.

L. TROOST et P. HAUTEFEUILLE. — *Étude calorimétrique sur les carbures, les siliciures et les borures de fer et de manganèse*, p. 54.

L. TROOST et P. HAUTEFEUILLE. — *Sur la chaleur de combinaison du bore et du silicium avec le chlore et avec l'oxygène*, p. 70.

Dr F.-A. FOREL. — *Les seiches, vagues d'oscillation fixe des lacs*, p. 78.

Dr F.-A. FOREL. — *Note sur un limnimètre enregistreur établi à Morges (lac Léman) pour étudier les seiches*, p. 90.

D. MENDELEEFF et V. HEMILIAN. — *Sur la compressibilité des gaz soumis aux faibles pressions*, p. 111.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome II. — Octobre 1876.

JAMES CROLL. — *Transformation de la gravité*, p. 241.

C. SZILY. — *Signification dynamique des quantités qui se rencontrent dans la Théorie mécanique de la chaleur*, p. 254.

W.-H. MILLER. — *Nouvelle forme de goniomètre à réflexion*, p. 281.

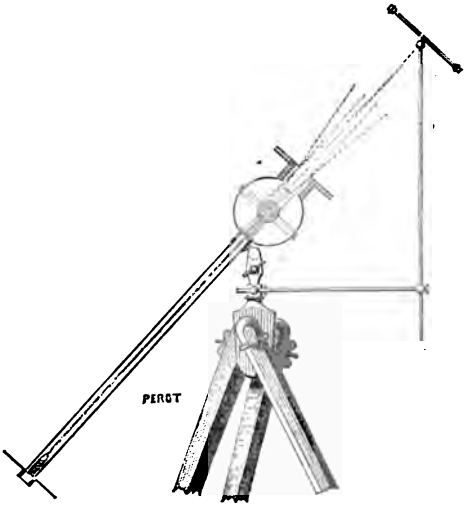
MESURE DE L'INTENSITÉ CALORIFIQUE DES RADIATIONS SOLAIRES ET DE LEUR ABSORPTION PAR L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE;

PAR M. A. CROVA.

Je me suis servi, pour ces recherches, d'un actinomètre dont voici la description :

Cet instrument (*fig.* 1) se compose d'un gros thermomètre à al-

Fig. 1.



cool absolu dont le réservoir sphérique a 40 millimètres environ de diamètre, et la tige 300 millimètres environ de longueur. La surface du réservoir est préalablement argentée par le procédé de M. Martin, afin de la métalliser, puis recouverte d'une mince couche de cuivre rugueux et de noir de platine.

L'extrémité du tube est munie d'une ampoule en partie pleine d'alcool absolu. Le réservoir contient quelques gouttes de mercure; en renversant l'appareil, le réservoir en haut, et en l'exposant au soleil, on engage dans le tube capillaire un index de mercure aussi long que l'on voudra; en relevant le tube, l'excédant de mercure

retombe dans la boule, et l'instrument est prêt à être observé. Quand, à la suite de plusieurs observations, l'index approche de l'ampoule, on peut, en renversant de nouveau l'instrument et en l'exposant au soleil, engager un nouvel index et continuer à faire d'autres observations. Si la hauteur du soleil est trop grande pour que le mercure reste dans la boule, comme cela arrive dans le voisinage du solstice d'été à midi, on observe l'index de mercure comme d'habitude; et, avant qu'il ait rempli tout le tube, on redresse l'instrument, la boule en bas, et on l'expose au soleil; on engage ainsi une colonne d'alcool dans le tube, et, en renversant l'instrument pour l'observer, un index d'alcool se trouvera compris dans la colonne de mercure. On pourra, par l'un ou l'autre de ces moyens selon les circonstances, observer pendant toute la durée d'une même journée avec le même instrument, et allier une grande précision à une sensibilité aussi grande que l'on voudra.

La boule de ce thermomètre est située au centre d'une enceinte sphérique en laiton de 10 centimètres environ de diamètre, polie à l'extérieur, noircie en dedans et munie, en face de la boule, sur le prolongement de l'axe du tube, d'un cylindre de bois qui porte deux écrans parallèles en plaqué d'argent bien polis, munis d'une ouverture circulaire de 30 millimètres de diamètre. Cette disposition permet de régulariser le refroidissement de l'instrument, et d'observer avec exactitude, même dans un air agité.

J'ai tenu à limiter ainsi la largeur du faisceau qui tombe sur la boule de l'actinomètre. Je crois qu'il est bon, pour obtenir une absorption complète, d'éviter que la radiation solaire ne tombe sur la boule thermométrique, en partie sous une incidence rasante. On sait que le pouvoir réflecteur des surfaces dépolies augmente beaucoup sous des incidences très-obliques, et que cette augmentation est d'autant plus sensible que la longueur d'onde des radiations est plus grande. Or les radiations qui ont la plus grande intensité calorifique sont précisément dans ce cas, de sorte qu'il paraît impossible d'obtenir une absorption complète, avec des surfaces noircies à la fumée ou même revêtues de l'enduit métallique absorbant dont j'ai parlé, quand l'incidence est rasante. Il est facile de s'en assurer; car, lorsqu'on noircit à la fumée une plaque métallique en l'exposant à la flamme d'une bougie, on y voit l'image rougeâtre et renversée de la bougie réfléchie par la surface du noir de fumée,

si on la regarde sous une incidence rasante; de même qu'en regardant sous la même incidence une lame de verre dépoli, on y voit l'image rougeâtre d'une bougie qu'on en approche.

Il est à remarquer qu'il importe peu, pour l'exactitude des mesures, que la chaleur absorbée se répartisse d'une manière uniforme dans la masse de l'alcool, ou que le liquide se partage dans le réservoir en couches superposées inégalement chaudes; la marche de l'index totalise en effet la somme des dilatations des diverses parties de la masse liquide, et, comme dans aucun cas les différences de température de ces diverses parties ne peuvent excéder 1 ou 2 degrés, la dilatation totale sert réellement de mesure à la quantité de chaleur absorbée, comme cela a lieu dans le calorimètre à mercure de MM. Favre et Silbermann. Tout au plus pourrait-on objecter que la masse de liquide contenue dans le réservoir varie avec la température; mais cette influence est négligeable, et l'on pourrait en tenir compte, si c'était nécessaire, en étalonnant l'instrument à des températures différentes, en été et en hiver.

L'axe de l'instrument est orienté vers le centre du soleil; pour cela, l'enceinte sphérique de laiton est montée sur une boule de métal mobile dans tous les sens entre les deux coquilles d'une presse à vis portée par un pied à trois branches; l'extrémité du tube porte un écran noir d'un diamètre légèrement supérieur à celui des écrans qui limitent le faisceau de rayons solaires et sur lequel on centre l'ombre qu'ils projettent.

Le réchauffement pendant une minute d'exposition au soleil doit être augmenté de la moyenne des refroidissements observés à l'ombre en une minute avant et après l'observation au soleil; il doit être aussi corrigé de la non-cylindricité du tube thermométrique, et des variations de la chaleur spécifique et du coefficient de dilatation de l'alcool à diverses températures. On convertit les indications de l'actinomètre en unités de chaleur, en comparant ses indications à celles d'un pyrhéliomètre étalon qui ne diffère de celui de Pouillet qu'en ce que la boîte d'argent pleine d'eau est remplacée par une boîte d'acier pleine de mercure, dont la base est recouverte de noir de platine, par la méthode que j'ai déjà indiquée.

Il est très-difficile de pouvoir rencontrer, pour une série d'observations, une belle journée pendant laquelle l'air soit assez calme et le ciel d'un bleu pur, et qui se maintienne sans altération du

matin au soir. Cette difficulté, sur laquelle M. Forbes a insisté [1], et qu'il n'a certainement pas exagérée, je l'ai si souvent rencontrée à Montpellier, que j'ai dû abandonner un assez grand nombre de séries commencées sous les auspices les plus favorables, et interrompues, soit par un changement du temps, soit par un simple voile blanc qui paraissait à un certain moment sur le ciel et qui diminuait très-notablement l'intensité de la radiation. Ces voiles, qui sont l'un des échecs les plus graves auxquels on est exposé dans ce genre de recherches, me paraissent dus à des courants supérieurs qui, à leur surface de contact avec des courants inférieurs plus chauds et plus humides, laissent déposer un léger nuage constamment redissous et constamment reformé. Il faut une certaine habitude pour les reconnaître au moment de leur apparition. L'emploi du cyanomètre serait précieux dans ce genre de recherches; l'observation de la polarisation atmosphérique est aussi d'un grand secours. C'est en l'absence de ces voiles blancs que la polarisation atmosphérique se manifeste avec le plus d'énergie. Par suite de l'habitude que l'on finit par contracter dans ce genre d'observations, on arrive à se passer de polariscope, et les houppes d'Haidinger apparaissent à l'œil de l'observateur sans même qu'il cherche à les voir. Si un voile blanc était passé inaperçu, l'apparition vers le coucher du soleil de légers *strati* à l'horizon en serait un indice certain, car ces *strati* représentent la surface qui produit le voile vue par sa tranche. Il est important de tenir compte de ces observations dans la discussion des résultats obtenus.

Je me suis aussi servi avec succès d'un double verre jaune pour examiner l'état du ciel. La couleur bleue du ciel est presque complétement éteinte par ces verres, et les plus légers *cirrhi* se détachent alors d'une manière nette sur le fond presque noir du ciel.

Quand il m'est possible de rencontrer une de ces journées exceptionnelles dont je viens de parler, je multiplie les mesures le matin et le soir, car vers le milieu de la journée la radiation est à peu près constante pendant assez longtemps. Je trace la courbe horaire des calories [2] reçues par minute et par centimètre carré; les courbes ne sont pas toujours régulières; mais, quand j'ai pu en ren-

---

(1) *Philosophical Transactions*, 1842, part. II, p. 273.

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXII, p. 81, 1876.

contrer de telles, j'ai remarqué que presque jamais elles ne sont symétriques par rapport à l'ordonnée qui passe par le midi vrai; elles sont généralement plus régulières l'après-midi que dans la matinée; le maximum est atteint avant midi, et la tangente au midi vrai s'incline vers l'après-midi.

C'est là le caractère presque constant des journées d'été. Cette dissymétrie s'explique facilement par l'action de la chaleur solaire, qui absorbée par le sol réduit à l'état de vapeur l'humidité qu'il contient; ces masses de vapeur se soulèvent en se mêlant irrégulièrement à l'air : de là l'irrégularité relative de la courbe du matin; mais, quand le sol est relativement desséché, quand la température de l'air, après avoir dépassé le maximum, va en s'abaissant, la vapeur d'eau répandue dans l'air reste à l'état gazeux jusqu'au coucher du soleil : de là, la régularité relative des observations de l'après-midi.

Pendant l'hiver, il est possible, à Montpellier, de rencontrer de belles journées pendant lesquelles une série d'observations peut être continuée dans de bonnes conditions du matin au soir; c'est particulièrement au commencement de janvier et vers la fin de l'automne que l'on peut observer de pareilles journées; les courbes horaires des calories peuvent, dans ces cas-là, présenter une symétrie tellement approchée que l'on peut sans erreur sensible la considérer comme parfaite. Ce résultat doit être attribué à la grande sécheresse de l'air et de la terre à cette époque.

Il est possible, dans ce dernier cas, de tracer la courbe qui représente les intensités calorifiques en fonction des épaisseurs atmosphériques traversées, de calculer une valeur approchée de la constante solaire.

J'ai pu ainsi constater que la loi de la transmission des radiations peut être présentée par une expression de la forme

$$y = \frac{Q}{(1 + ax)^b},$$

dans laquelle y représente l'intensité calorifique des radiations qui ont traversé une épaisseur atmosphérique égale à x; Q est la constante solaire qui, dans mes séries, est représentée par des valeurs généralement supérieures à deux unités de chaleur reçues par minute sur 1 centimètre carré; a et b sont deux constantes numé-

riques déterminées par la position des tangentes à la courbe, menées par divers points. Le coefficient de transmissibilité des radiations à travers une épaisseur atmosphérique égale à l'unité a varié, dans les circonstances où j'ai pu le mesurer, entre 0,940 et 0,800 environ, selon que l'épaisseur atmosphérique déjà traversée était plus ou moins considérable.

DES DIVERSES THÉORIES DONNÉES POUR EXPLIQUER LES MOUVEMENTS DU RADIOMÈTRE DE CROOKES

(SECOND ARTICLE);

PAR M. G. LIPPMANN.

Depuis notre précédent article sur le radiomètre de Crookes [1], de nouvelles expériences faites par divers auteurs sont venues compléter et confirmer celles dont nous avons déjà rendu compte. Aujourd'hui la plupart des expérimentateurs, et M. Crookes en particulier, se rallient à la théorie dont nous avons parlé [2], théorie qui attribue le mouvement du moulinet aux propriétés thermiques particulières à l'air *très-raréfié* et enfermé dans une enceinte étroite.

I. La question capitale soulevée par le radiomètre était celle-ci : le mouvement est-il dû au choc direct de la lumière, ou bien à une force développée à l'intérieur de l'instrument? Dans le premier cas, les particules de l'éther et le moulinet sont les seuls agents du mouvement; dans le second cas, la force motrice prend son point d'appui sur le verre de l'enveloppe. On se rappelle que M. Schuster, pour résoudre cette question, a rendu mobile l'enveloppe de verre, et constaté que cette enveloppe était mue aussi bien que le moulinet, mais en sens inverse. M. Crookes vérifia ce résultat pour le cas où, la cage flottant sur l'eau, le moulin est arrêté par une attraction magnétique; mais, dans le cas où le moulinet reste libre, M. Crookes trouva que la cage tourne d'un mouvement très-lent dans le sens du moulinet.

---

(1) *Journal de Physique*, t. V, p. 220.
(2) *Ibid.*, p. 223.

M. A. Righi a repris ces expériences [1]. Il a fait flotter le radiomètre sur l'eau, dans un vase à bords graissés, afin d'éviter que la capillarité n'attirât le radiomètre vers les bords du vase. L'enveloppe de verre du radiomètre portait un miroir servant à mesurer les petites déviations angulaires. M. Righi observa que, lorsque la vitesse du moulinet commence à s'accélérer sous l'action de la lumière, l'enveloppe de verre tourne en sens inverse du moulinet; lorsque la vitesse du moulinet est devenue constante, le mouvement de l'enveloppe de verre s'arrête; enfin, lorsque la vitesse du moulinet diminue, l'enveloppe est entraînée dans le sens où tourne le moulinet. Le moulinet et l'enveloppe sont donc soumis à chaque instant à des couples accélérateurs de sens contraires.

En suspendant l'enveloppe du radiomètre au fil de torsion de la balance de Coulomb, M. Righi a retrouvé les mêmes phénomènes, modifiés seulement par la torsion du fil : lorsque le moulinet subit une accélération positive, l'enveloppe exécute un mouvement en sens inverse, limité par la torsion du fil; lorsque l'accélération du moulinet est nulle ou sa vitesse constante, l'angle de torsion se réduit à zéro; lorsque la vitesse du moulinet diminue, l'angle de torsion change de signe en même temps que l'accélération du moulinet. Ces phénomènes, observés par M. Righi, dans le cas de la torsion, avaient déjà été signalés par M. Schuster, qui se servait d'une suspension bifilaire, au lieu d'un simple fil [2].

M. Righi montre, par une expérience très-élégante, que les couples de forces qui agissent, d'une part, sur l'enveloppe, d'autre part, sur le moulinet, sont *égaux* et de sens contraires. Il suspend de nouveau l'instrument, mais la tête en bas; dans ce cas, aucune lumière, si intense qu'elle soit, ne produit de mouvement. Le moulinet dans cette position repose, non sur les pointes d'aiguille, mais sur le tube de garde; il devient par là solidaire de son enveloppe. Les forces qui suffisaient pour produire le mouvement relatif des deux parties ne tendent pas à déplacer le système qu'elles forment lorsqu'elles les ont rendues solidaires : ces forces obéissent donc à la loi d'égalité de l'action et de la réaction; en d'autres termes, elles sont tout entières intérieures à l'instrument. M. Righi admet, comme

---

(1) *Scienzia applicata*, vol. I, parte II, fasc. 8. Bologne.
(2) *Proceedings Roy. Soc.*, vol. XXIV, p. 391.

MM. Dewar et Tait, que ces forces sont dues à l'air qui reste dans l'instrument.

II. L'expérience montre qu'il y a de l'air dans l'instrument, et que cet air produit même des effets de frottement très-notables. M. A. Kundt (1) dispose sur le moulinet un disque horizontal très-léger en mica, qui tourne avec le moulinet. Un second disque en mica, mobile sur une pointe d'aiguille, est disposé à une petite distance au-dessus du premier, mais il en est d'ailleurs complétement indépendant. Cela posé, lorsque le disque inférieur se met à tourner, on voit le disque supérieur, d'abord immobile, entraîné peu à peu dans le mouvement du disque inférieur; le mouvement est transmis d'un disque à l'autre par le frottement de l'air qui les sépare.

M. Crookes (2) met la viscosité de l'air du radiomètre en évidence en suspendant le moulinet du radiomètre à un fil de cocon, au lieu de le faire porter par une pointe d'aiguille; ce fil est attaché à un bouchon de verre lubrifié par du caoutchouc fondu, et invariablement fixé à un support. Cela posé, lorsque, en l'absence de toute lumière, on fait tourner l'enveloppe autour du bouchon comme axe, celui-ci restant fixe, le moulinet est entraîné par le mouvement de l'enveloppe, grâce à la viscosité de l'air très-raréfié qu'elle contient. On sait que le coefficient de frottement d'un gaz est indépendant de sa densité. Cette propriété remarquable a été établie par des expériences de M. C. Maxwell, de M. Meyer, et, en dernier lieu, de MM. Kundt et Warburg; elle se justifie par la théorie de M. Maxwell, fondée sur l'hypothèse de Bernoulli. M. Crookes a vérifié cette propriété pour la raréfaction obtenue dans le radiomètre. D'après M. Crookes, la viscosité de l'air sec, mesurée par le décroissement logarithmique des oscillations d'un levier, reste à peu près constante pour toutes les pressions mesurables au manomètre; même lorsqu'on a dépassé le degré de vide qui empêche la production de l'étincelle d'induction, la diminution du frottement de l'air est peu sensible; bien au delà de ce degré de vide, la viscosité diminue plus rapidement. Mais alors, comme le fait remarquer M. Kundt, une des conditions de la théorie de M. Maxwell n'est plus remplie;

---

(1) *Ann. de Pogg.*, n° 7, 1876, p. 868 et 660. — *Voir* aussi Kundt et Warburg, *Ann. de Pogg.*, t. CLV, p. 337 et 525; t. CLVI, p. 177.

(2) *Proceedings of the Roy. Soc.*, t. XXV, p. 136 (juin 1876).

la distance moyenne qu'une molécule peut parcourir, sans en rencontrer une autre, n'est plus négligeable par rapport aux dimensions du vase. Ainsi, dans un radiomètre, il reste encore assez de gaz pour que le frottement de ce gaz soit très-facile à mettre en évidence.

III. Si l'air contenu dans le radiomètre est la cause du mouvement, on doit s'attendre à voir la vitesse dépendre de la pression de l'air, et tendre à disparaître quand le vide devient presque parfait. C'est, en effet, ce qu'ont observé plusieurs expérimentateurs. M. Crookes (1) a constaté que la force motrice va d'abord en croissant, en même temps que la raréfaction de l'air, jusqu'à un maximum. Si l'on continue à raréfier l'air, la force diminue. M. Crookes ajoute : « La force de la radiation n'agit pas instantanément; il lui faut un temps appréciable pour atteindre sa valeur maximum, ce qui prouve, comme le pensait le professeur Stokes, que la force est un effet, non direct, mais indirect de la radiation. » L'auteur ajoute à la fin de son travail : « Les expériences que je viens de résumer brièvement me paraissent démontrer presque avec certitude que la répulsion produite par la radiation est due à l'action de la chaleur thermométrique échangée entre la surface du corps en mouvement et les parois du récipient de l'instrument par l'intermédiaire du gaz raréfié restant dans son intérieur. Cette explication est, du reste, conforme aux récentes recherches sur la dernière constitution de la matière et sur la théorie des gaz. »

M. Alvergniat (2) paraît avoir obtenu un vide encore plus parfait que ceux de M. Crookes. Il fait le vide dans un radiomètre dépourvu de toute substance poreuse (les palettes sont en aluminium et argent) et maintenu, pendant qu'on y fait le vide, à 400 degrés dans de la vapeur de soufre. L'instrument vidé dans ces conditions a perdu toute sa sensibilité pour la lumière; il reprend son mouvement, au contraire, lorsqu'on y laisse rentrer de l'air.

M. Finkener (3) a également constaté que la répulsion apparente produite par la lumière va en croissant jusqu'à un maximum, quand la raréfaction augmente, pour décroître ensuite quand le vide devient plus parfait; il évalue la pression au moyen du nombre de coups de

---

(1) *Proceedings Roy. Soc.*, 15 juin 1876; *Comptes rendus* du 11 septembre 1876.
(2) *Comptes rendus* du 24 juillet 1876.
(3) *Ann. de Pogg.*, juillet 1876.

piston de la pompe à mercure. Afin de pouvoir ensuite pousser le vide plus loin, l'auteur a recours à l'absorption chimique. A l'enveloppe du radiomètre sont soudées des annexes en verre contenant : 1° du permanganate de potasse pur destiné à fournir de l'oxygène par l'action de la chaleur; 2° du cuivre métallique destiné à absorber cet oxygène à chaud; 3° de la chaux vive pour absorber la vapeur d'eau. L'instrument ayant été lavé à l'oxygène, rempli d'oxygène pur et fermé à la lampe, M. Finkener porta la branche qui contient le cuivre métallique à 110 degrés, et il mesura la vitesse du moulinet de dix minutes en dix minutes. Il vit que cette vitesse, croissant d'abord avec le temps, diminue ensuite jusqu'à s'annuler. Il parvint ainsi à réduire la sensibilité de l'instrument au vingtième de sa valeur maximum.

M. Finkener développe par le calcul l'explication qu'il adopte pour ces phénomènes et qui ne diffère pas de celle adoptée par Dewar et Tait et les autres physiciens dont nous avons parlé. Ce calcul lui fournit, pour la pression que doit avoir l'air dans un des radiomètres qu'il emploie lorsque la vitesse est maximum, la valeur de $0^{mm},007$ de mercure : l'expérience a sensiblement confirmé ce résultat.

M. Finkener a vérifié par l'expérience un autre résultat de la théorie : un radiomètre tourne d'autant plus vite que l'intervalle laissé entre les ailettes et la paroi de l'enveloppe est plus petit. Ce résultat est utile à noter pour la construction des radiomètres.

IV. M. Righi explique facilement, au moyen de la même théorie, l'expérience suivante qu'il décrit, et qui a été faite d'autre part par M. Jamin (1). On chauffe par contact un point de l'enveloppe de verre; on voit alors ce point se comporter comme un centre de répulsion : les deux palettes les plus voisines se mettent en équilibre à égale distance du point chauffé, et oscillent autour de cette position d'équilibre, lorsqu'on les en a écartées. D'après M. Righi, ce point est le sommet d'une gerbe divergente de molécules gazeuses qui ont pris, en le touchant, une vitesse plus grande correspondant à sa température plus élevée. Le choc de ces molécules repousse chaque palette, et cela d'autant plus que cette palette, en se rapprochant du sommet, intercepte une plus grande partie de la gerbe.

---

(1) *Comptes rendus*, 24 juillet 1876, p. 273.

On a répété, sous plusieurs formes différentes, une expérience qui s'explique comme la précédente, et qui consiste à faire agir sur la palette du radiomètre, non une source de chaleur, mais une source de froid; il y a encore rotation, mais, dans ce cas, le sens de la rotation est renversé. Le radiomètre, après avoir été porté à une température plus élevée, est abandonné de nouveau à l'action refroidissante du milieu ambiant (Frankland) (1); ou bien le radiomètre, pris à la température ambiante, est plongé dans de l'eau froide (de Fonvielle); ou encore, on verse de l'éther sur l'enveloppe de verre (Ducretet) (2). M. Crookes avait observé depuis longtemps qu'une aiguille de glace, substituée à une bougie, attire la palette que la bougie repoussait. Ainsi que le font observer M. Frankland et M. Righi, le phénomène s'explique en remarquant que les faces des palettes qui ont le plus grand pouvoir absorbant ont aussi le plus grand pouvoir émissif; ce sont donc celles qui se refroidissent le plus vite par rayonnement. Les rôles des deux faces d'une palette étant intervertis, le *sens de la rotation est renversé*.

V. Actuellement donc, tous les auteurs qui ont étudié le radiomètre expérimentalement, et en particulier M. Crookes, sont d'accord pour admettre une même théorie, et pour y faire rentrer les diverses expériences décrites plus haut (3).

On se rappelle le trait essentiel de cette théorie commune au-

---

(1) *Nature*, 19 octobre 1876.

(2) *Comptes rendus*, 3 juillet 1876.

(3) D'autres théories restées à l'état de spéculation, ou réfutées par l'expérience, ont déjà été exposées dans un précédent article. Ajoutons que la possibilité d'une action mécanique directe de la lumière a été soutenue, dans ces derniers temps, par M. Ledieu et par M. de Fonvielle (*Voir* les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1876). M. J.-A. Stevens, de Cambridge, propose de considérer la température des corps comme un état de vibration de leurs molécules, lesquelles seraient assimilables à de petits pendules: les forces centrifuges dues à leurs oscillations auraient une résultante capable de déplacer le corps tout entier. D'autres théories font intervenir l'électricité. D'après des expériences de M. J. Delsaux (Voir *Nature*, 21 septembre 1876), la lumière développerait dans les corps une polarité électrique. Ce fait, qu'il serait très-intéressant d'établir définitivement, ne suffirait pas à l'explication du mouvement du radiomètre; car aucune distribution d'électricité statique ne peut constituer un moteur perpétuel.

Dans une Notice sur l'histoire du radiomètre, M. G. Berthold (Voir *Ann. de Pogg.*, n° 7, 1876) rappelle que Mairan, dès 1747, a fait marcher un moulinet de métal dans l'air, en concentrant sur ses palettes la lumière du Soleil. L'histoire des recherches antérieures ou analogues à celles de M. Crookes se trouve développée dans des Mémoires de M. F. Rossetti (Académie de Padoue, 14 mai 1876) et de M. Bartoli (Florence, 1876).

jourd'hui à tous les expérimentateurs : la force motrice est due à la dilatation, à l'accroissement de pression, que l'air éprouve au contact de la face la plus chaude de chaque palette ; et cet accroissement de pression *ne se transmet pas* au reste de l'air raréfié contenu dans le radiomètre, ainsi que cela aurait lieu si cet air était à la pression atmosphérique. Si cet accroissement de pression se répartissait également dans tout l'intérieur de l'instrument, il ne tendrait pas à produire un mouvement. Ainsi la propriété caractéristique des corps fluides, l'égale transmission des pressions, ne s'étend pas à l'air très-raréfié du radiomètre. Ce paradoxe apparent se trouve être une conséquence directe de l'ancienne hypothèse de Daniel Bernoulli, hypothèse aujourd'hui remise en vigueur, comme on sait, et très-utile pour l'étude des gaz. Un gaz est un système discontinu de molécules indépendantes, parfaitement élastiques, et animées d'un rapide mouvement de translation ; leurs chocs contre les parois constituent la pression. Le choc des molécules entre elles, s'il a lieu, constitue le mécanisme par lequel se produit l'égale répartition de la pression ; si, au contraire, les molécules sont assez rares pour pouvoir traverser un espace donné sans s'y rencontrer, la transmission de la pression n'a pas lieu dans cet espace. C'est ainsi que, dans un radiomètre où l'air est suffisamment raréfié, les molécules échauffées (ou à grande vitesse) et les molécules froides se croisent sans se heurter ; ces deux sortes de molécules constituent deux systèmes qui restent indépendants, et dont chacun exerce la pression correspondant à la vitesse qui lui est propre. L'emploi de l'hypothèse de Bernoulli est peut-être le point faible de la théorie ; mais, d'autre part, la conséquence singulière qui en résulte paraît propre à expliquer ou à suggérer d'autres expériences que celles du radiomètre.

Quant à l'action mécanique directe qu'exercerait la lumière, on peut dire que le radiomètre a mis en évidence la difficulté qu'il y aurait à montrer cette action par l'expérience. Ce problème, qui a servi de point de départ à M. Crookes, est encore à résoudre. L'action de la lumière existe peut-être néanmoins ; il se peut qu'une force de ce genre, incapable d'agir sur le radiomètre, puisse, au contraire, comme l'a pensé M. Faye, déformer visiblement les comètes, corps dont la surface est immense par rapport à leur masse, et qui sont parfaitement libres dans l'espace.

DE L'ILLUMINATION DES CORPS TRANSPARENTS ET OPAQUES;

(SUITE ET FIN);

PAR M. A. LALLEMAND.

Illumination chromatique. — On réalise cette expérience en visant le liquide illuminé, dans un plan horizontal et normalement au rayon incident. Dans ces conditions, $\omega = 90°$; si en même temps $\gamma = 0$, c'est-à-dire si le plan de polarisation du faisceau est vertical, on n'observe alors qu'une très-faible lumière, neutre au polariscope et due à la fluorescence. En faisant varier γ, le plan de polarisation de la lumière diffusée reste horizontal, comme l'indique la formule (2), et son intensité est proportionnelle à $\sin^2\gamma$, en vertu de la relation (1). Il résulte de là qu'en plaçant sur le trajet des rayons incidents polarisés verticalement une lame de quartz perpendiculaire à l'axe qui disperse les plans de polarisation des diverses couleurs simples dont se compose la lumière blanche incidente, le liquide s'illumine vivement avec une teinte colorée très-pure et tout à fait identique à celle que prendrait l'image extraordinaire éteinte d'un prisme biréfringent qui recevrait directement les rayons incidents polarisés. Dans le sens vertical, il présente la teinte complémentaire, et, dans toutes les directions intermédiaires, les colorations successives que prendrait l'image extraordinaire du biprisme dont la section principale coïnciderait successivement avec ces diverses directions; en d'autres termes, la substance incolore illuminée fonctionne comme un véritable analyseur.

En remplaçant le quartz perpendiculaire par un quartz parallèle ou une lame de gypse dont la section principale est à 45 degrés du plan de polarisation primitif, on observe de même les deux teintes complémentaires et l'absence de coloration dans le plan de la section principale. Cette expérience est plus décisive et plus concluante que toutes les épreuves photométriques. Elle exige, pour se produire avec éclat et netteté, que le corps sur lequel on opère ait une illumination vive et une très-faible fluorescence isochromatique : le collodion bien incolore, l'éther, l'alcool, une dissolution d'acétate d'alumine, certaines variétés de cristal, etc., se prêtent bien à cette épreuve.

Illumination des liquides à pouvoir rotatoire. — Les phénomènes précédents laissent pressentir les effets que donnent les liquides à pouvoir rotatoire quand on les soumet à l'action du faisceau polarisé. Prenons un tube de 70 à 80 centimètres de longueur, rempli d'une solution concentrée de saccharose et illuminons-le avec un filet de lumière rouge homogène : la solution, ne possédant qu'une faible fluorescence isochromatique pour cette couleur, est obscure dans une direction normale au plan de polarisation du rayon incident, et offre un maximum d'éclat dans ce plan, quand on observe dans le voisinage de l'incidence. Jusque-là, le résultat est conforme à celui que donnent tous les liquides peu fluorescents; mais, en s'éloignant de l'extrémité antérieure du tube, il faut tourner autour de lui de gauche à droite et viser dans un méridien de plus en plus incliné, pour apercevoir la bande d'illumination maximum. En traçant sur le tube sa direction, on constate que cette ligne courbe est une hélice dont le pas est représenté par la longueur de la colonne du liquide actif qui ferait tourner de 360 degrés le plan de polarisation de la lumière incidente; la longueur du pas diminue quand la réfrangibilité augmente, suivant la loi approximative de Biot.

Avec la lumière blanche, l'effet se complique; toutes les hélices lumineuses correspondant aux divers rayons simples qui la composent se superposent à l'extrémité antérieure du tube et donnent de la lumière blanche; mais elles se séparent bientôt et produisent une illumination prismatique singulière. En dirigeant le rayon visuel autour d'une section déterminée du tube, on voit les teintes mixtes se succéder dans l'ordre de réfrangibilité comme dans l'expérience précédente. En observant successivement les divers points d'une même génératrice de cylindre, on remarque une succession semblable de nuances prismatiques que l'on peut modifier par l'interposition d'un quartz perpendiculaire; en supprimant le polariseur, cette illumination colorée, qui donne au tube les reflets de l'opale, disparaît instantanément.

Polarisation atmosphérique. — La polarisation du ciel découverte par Arago n'est qu'un cas particulier de l'illumination des corps transparents par la lumière naturelle. Ce phénomène ne s'observe, en effet, que lorsque l'air est directement éclairé par les rayons solaires, lesquels forment un large faisceau au bord duquel

l'observateur se trouve placé ; il est d'ailleurs modifié par la variation de densité de l'air avec la hauteur, l'impureté des couches inférieures et les réflexions diffuses ou spéculaires qui se produisent sur les particules solides ou liquides qu'elles tiennent en suspension. La couleur bleue de l'atmosphère est un phénomène de fluorescence quinique ou hypochromatique due à une absorption partielle des rayons les plus réfrangibles. Le bleu du ciel est neutre et se partage également entre les deux images du polariscope à lunules ; quant aux points neutres ou de nulle polarisation, celui d'Arago qui est à 150 degrés du Soleil dans le vertical qui contient cet astre, et celui de Babinet qu'on observe dans le même plan et du même côté à 17 degrés du Soleil, ils sont engendrés par les réflexions spéculaires ou diffuses, qui, sous diverses incidences, se produisent à la surface des poussières atmosphériques. Ces réflexions déterminent la formation de deux faisceaux convergents et symétriques, par rapport au plan vertical qui contient le Soleil et l'observateur. Les rayons réfléchis qui composent ces deux faisceaux donnent une illumination partiellement polarisée dans un plan normal à l'azimut solaire, laquelle a évidemment pour effet de détruire la polarisation inverse due aux rayons directs. Quand on suppose le Soleil près de l'horizon, ce qui est une condition nécessaire pour que le point neutre de Babinet soit bien défini, l'inégale hauteur des deux points neutres provient de ce fait, que l'observateur visant le point neutre de Babinet reçoit une certaine quantité de lumière ayant subi une ou plusieurs réflexions sous de grandes incidences et par cela même polarisée dans un plan vertical. Cette lumière réfléchie s'ajoute à l'illumination due aux rayons directs, et par suite la polarisation horizontale déterminée par les rayons réfléchis latéralement ne peut détruire la polarisation verticale à une aussi grande hauteur au-dessus de l'horizon.

Illumination des corps opaques ou diffusion extérieure. — En éclairant la surface mate d'un corps opaque par des rayons solaires neutres ou polarisés, les effets variés qu'on obtient conduisent à identifier la diffusion extérieure avec l'illumination des corps transparents, laquelle n'est autre chose qu'une diffusion intérieure.

Un premier mode d'expérimentation consiste à recevoir, sur la surface mate du corps, le spectre ordinaire d'un prisme de spath dont les arêtes sont parallèles ou perpendiculaires à l'axe optique du

cristal. La lumière émanée d'une fente étroite traverse une lentille achromatique, et émerge ensuite du prisme entièrement polarisée. Les rayons du spectre rencontrent la surface du corps suivant une direction normale ou oblique, mais toujours de manière à obtenir les raies spectrales avec netteté. La lumière incidente est alors diffusée dans tous les sens, et reste visible dans toutes les directions; en l'analysant avec un Nicol, on reconnait que, si la substance est blanche, du plâtre, par exemple, la dépolarisation est à peu près complète. Dans ce cas, j'admets que la diffusion est presque exclusivement un phénomène de fluorescence isochromatique, à laquelle s'ajoute pour certains corps, comme l'oxyde de zinc, une fluorescence quinique due aux rayons chimiques du spectre.

Si le corps qui reçoit la lumière spectrale est coloré, l'analyse polariscopique des rayons diffusés montre que la polarisation est partielle. Quelques-unes des couleurs du spectre prennent un vif éclat : ce sont celles qui dominent dans la couleur propre du corps et le Nicol les affaiblit moins que toutes les autres dont la polarisation est presque complète. La diffusion, dans ce cas, résulte de deux effets distincts : une partie de la lumière incidente est absorbée par la couche superficielle du corps et développe une fluorescence en général isochromatique ; l'autre éprouve une sorte de réflexion moléculaire qui constitue la véritable diffusion. La polarisation du rayon incident y est conservée; l'intensité du rayon diffusé et l'orientation de son plan de polarisation indiquent un phénomène tout à fait identique à celui que nous offrent les corps transparents illuminés. C'est une simple propagation en tous sens du mouvement lumineux incident, de telle sorte que, suivant une direction déterminée, la vibration de l'éther dans le rayon diffusé est toujours la projection du mouvement vibratoire incident. Chaque couleur est d'ailleurs diffusée en proportion constante, et la superposition de tous les rayons diffusés reproduirait de la lumière blanche.

Il n'en est pas de même des rayons disséminés par la fluorescence. Leur intensité pour les corps colorés est une fraction variable de celle des rayons excitateurs, quand on passe d'une couleur à une autre. La réunion de ces rayons fluorescents dépourvus de polarisation et possédant les propriétés de la lumière naturelle reproduirait une teinte mixte qui représente, en général, la véritable couleur propre du corps.

Ces conclusions se vérifient en éclairant la surface opaque par un faisceau faiblement concentré par une lentille et polarisé. La couleur propre du corps est alors lavée de blanc; mais au travers de l'analyseur convenablement orienté, les rayons diffusés s'éteignent, et le corps apparaît avec sa couleur propre, vive et pure. Cette couleur n'est pas toujours identique à celle du corps directement éclairé par la lumière atmosphérique. C'est qu'en effet, dans les corps colorés, la diffusion lumineuse n'est pas un phénomène aussi simple que je viens de le supposer. Indépendamment de la diffusion proprement dite et de la fluorescence, il y a aussi une réflexion spéculaire sur les petites facettes diversement inclinées que présentent les aspérités de la surface, et cette réflexion, qui, pour certaines couleurs, se produit avec tous les caractères de la réflexion métallique, intervient dans la couleur propre du corps.

Les corps noirs, tels que le noir de fumée, l'oxyde de cuivre, etc., diffusent le spectre à la manière des corps colorés; mais ici la fluorescence est isochromatique et sensiblement égale pour tous les rayons lumineux, de telle sorte que la superposition de tous les rayons fluorescents reproduit une partie de la lumière blanche incidente. L'absence de coloration dans la lumière qui diffuse les corps noirs éclairés par un faisceau de lumière blanche polarisée permet une détermination assez précise de l'intensité et de l'orientation du plan de polarisation des rayons diffusés. Le noir de fumée déposé, par la flamme du gaz, sur une surface polie n'a qu'un très-faible pouvoir réflecteur, et il se prête à des mesures rigoureuses; les procédés d'expérience sont tout à fait identiques à ceux que j'ai exposés plus haut, et conduisent au même résultat. Ils sont, en outre, confirmés par les phénomènes de diffusion chromatique qu'on obtient en plaçant sur le trajet du faisceau incident polarisé un quartz perpendiculaire ou une lame mince biréfringente taillée parallèlement à l'axe. Le noir de fumée, observé dans une direction normale à la fois au rayon incident et à son plan de polarisation, ne diffuse alors qu'une faible lumière d'un blanc jaunâtre due à la fluorescence. L'interposition de la lame cristalline l'illumine aussitôt avec vivacité et il offre comme les corps transparents la couleur de l'image extraordinaire éteinte d'un prisme biréfringent qui recevrait directement les rayons incidents polarisés, c'est-à-dire que le noir de fumée dans ces conditions sert d'analyseur.

Toutefois, la discussion des épreuves photométriques et des mesures angulaires conduit à reconnaître que le noir de fumée lui-même est doué d'un très-faible pouvoir réflecteur et que, dans d'autres corps noirs comme lui, la réflexion intervient et joue quelquefois un rôle prépondérant [1].

G. WIEDEMANN. — Ueber die Gesetze des Durchganges der Elektricität durch Gase (Sur les lois du passage de l'électricité à travers les gaz); *Annales de Poggendorff*, t. CLVIII, p. 35; 1876.

L'appareil dont s'est servi M. Wiedemann consiste essentiellement en une machine de Holtz, dont l'un des conducteurs est mis en communication avec la terre, tandis que l'autre communique avec l'une des électrodes entre lesquelles doit avoir lieu la décharge; l'autre électrode est reliée à la terre par un circuit dont fait partie un galvanomètre. On pouvait mesurer la vitesse de rotation de la machine, la quantité d'électricité passant par unité de temps, et aussi le nombre des décharges par minute [2].

On constate les faits suivants : la quantité d'électricité qui passe par minute est indépendante de l'appareil de décharge; le nombre des décharges est plus petit quand on fournit de l'électricité positive que dans le cas contraire. Chaque décharge laisse donc passer plus d'électricité positive que de négative, et, toutes choses égales d'ailleurs, l'électricité positive doit avoir un potentiel plus élevé pour que la décharge ait lieu, et cela qu'elle ait lieu à l'air libre ou dans des tubes.

Les deux électrodes restant les mêmes, mais étant réunies par des tubes capillaires plus ou moins longs, ou de section plus ou moins grande, l'intervalle de deux décharges consécutives, et par suite le potentiel de l'électricité qui doit s'accumuler sur l'électrode avant la décharge, est sensiblement indépendant de la longueur du tube, dès que celui-ci est assez long pour qu'on puisse négliger l'induction réciproque des deux électrodes. Cet intervalle

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. VIII, p. 93.

(2) *Voir* Wiedemann et Rülhmann, dans ce Journal, t. I, p. 259.

varie assez peu avec le diamètre du tube et est indépendant du diamètre des boules de verre qui entourent les électrodes et sont réunies par le tube capillaire.

Cet intervalle croît assez rapidement avec la pression, et est plus grand dans l'air que dans l'hydrogène.

M. Wiedemann a mesuré aussi, au moyen d'une soudure, la température intérieure et a conclu de ses mesures : 1° que la quantité de chaleur mise en liberté par unité de longueur est la même, pour une même quantité d'électricité, dans des tubes, dont la longueur a varié dans le rapport de 1 à 1,78 (excepté dans le cas de tubes très-longs, où cette quantité diminue vers l'électrode en communication avec la terre); 2° que cette quantité est indépendante de la section du tube.

L'échauffement des tubes, dans lesquels la décharge a lieu, n'a pas d'autre influence que l'augmentation de pression produite par l'élévation de température. Si l'on maintient la pression constante, aucun changement ne se produit, même lorsque cette élévation est assez forte pour que les raies du sodium apparaissent dans le spectre des étincelles.

Enfin M. Wiedemann a étudié les modifications qu'apporte à l'aspect de la décharge une interruption dans le circuit. Lorsque les deux électrodes sont en communication avec les conducteurs de la machine, elles sont couvertes d'une lueur bleue; cette lueur s'éteint à quelque distance de l'électrode positive, reparaît ensuite pour s'interrompre à une faible distance de l'électrode négative. Si l'on interrompt le circuit du côté positif, de manière à faire franchir dans l'air libre une distance de $\frac{1}{2}$ millimètre, les espaces sombres disparaissent, l'électrode positive étant plus brillante que l'autre. Si l'interruption est du côté négatif, l'espace sombre, de ce côté, s'élargit et devient plus net; l'espace sombre, du côté positif, disparaît lorsque l'on met en communication avec le sol l'électrode positive [1].

De ces expériences, M. Wiedemann tire les conclusions suivantes : la décharge ou plutôt la série de décharges que l'on a étudiée ne peut pas être assimilée à un courant électrique; l'air plus ou moins raréfié et les vapeurs n'offrent pas de résistance

[1] *Voir* Hittorf, *Pogg. Ann.*, Bd. 136.

dans le sens électrodynamique de ce mot. Une certaine charge est nécessaire sur chaque électrode pour que la décharge ait lieu; cette limite atteinte, les molécules gazeuses sont chassées loin de l'électrode et emportent avec elles l'électricité dont elle était chargée; elles transmettent cette électricité de proche en proche aux autres molécules qu'elles rencontrent, et les différences signalées par divers observateurs dans les apparences lumineuses aux deux électrodes, ainsi que les différences dans l'intensité et le nombre des décharges entre deux électrodes de formes différentes, lorsqu'on renverse le sens du courant, sont attribuées par M. Wiedemann à ce fait fondamental, que la décharge positive ne commence que lorsque le potentiel sur l'électrode positive [1] a atteint une valeur supérieure à celle pour laquelle la décharge négative a lieu.

A. Potier.

G. BERTHOLD. — Zur Geschichte der Fluorescenz (Note pour servir à l'histoire de la fluorescence); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 620.

La mention la plus ancienne que l'on connaisse d'un phénomène de fluorescence est, d'après Boyle, due à Nic. Monardes, qui a signalé les propriétés de l'infusion de bois néphrétique (santal bleu). Cette observation était connue de Kircher et de Grimaldi : ce dernier l'a décrite en termes très-précis. Musschenbröck signale la fluorescence du pétrole; enfin Murray, Gœthe et Döbereiner ont ajouté à la liste des corps fluorescents l'écorce interne du frêne, celle du marronnier d'Inde et de la *Quassia excelsa*. Toutes ces observations avaient précédé les travaux de Brewster, de J. Herschel et de Stokes. Newton avait cherché, sans succès, à expliquer le phénomène de la fluorescence.

E. Bouty.

Ch.-J. WOODWARD. — On a new form of wave-apparatus suitable for the lecture room (Sur une nouvelle forme de l'appareil figuratif du mouvement ondulatoire); *Phil. Mag.*, t. I, p. 229; 1876.

Des pendules égaux sont suspendus à une traverse horizontale.

---

[1] Kerwig, *Pogg. Ann.*, Bd. 153, p. 411.

Les boules de ces pendules occupent chacune un compartiment d'une caisse allongée, qui peut être placée dans le plan vertical qui renferme les filets des pendules, ou dans des plans parallèles, et qui dans chacune de ses positions peut être soulevée ou abaissée doucement par un jeu de cordes et de poulies. Les compartiments de cette caisse ont des hauteurs décroissantes d'une extrémité à l'autre, de sorte que, lorsqu'on l'abaisse d'un mouvement lent et régulier, les boules des pendules sont lâchées et abandonnées à elles-mêmes, à des intervalles de temps égaux. Si on les avait tout d'abord écartées de la verticale en les mettant dans les caisses, elles y reviennent, et exécutent une série de mouvements figuratifs du mouvement de propagation des ondes. On peut ainsi représenter une onde plane, une onde sonore avec sa portion condensée et dilatée.

E. Duclaux.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS.

VOLUME X; 1875. (Fin.)

Elias LOOMIS. — Résultats d'un examen des tableaux météorologiques des États-Unis en 1872, 1873 et 1874, p. 1.

L'auteur étudie la direction des tempêtes (direction moyenne N. 81° E.), leur vitesse moyenne (26 milles par heure), leur vitesse aux différentes heures du jour, l'influence de la pluie sur leur marche, l'influence d'une haute pression barométrique dans les régions voisines, la forme des lignes isobares, les changements soudains et considérables de température. A Denver (Colorado), le 15 janvier 1875, la température a baissé de 20 degrés C. dans l'espace de cinq minutes seulement.

Henry ROWLAND. — Note préliminaire sur le plan d'épreuve magnétique, p. 14.

L'appareil consiste en une petite bobine de fils ayant un diamètre de $\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{2}$ pouce et formé de 10 à 50 tours. On l'unit à un galvanomètre Thomson. Pour obtenir la densité magnétique en un point d'un aimant, l'auteur applique la bobine au point en question, la

retire subitement et l'arc d'impulsion est proportionnel à la composante efficace des forces agissant en ce point.

L'auteur convertit ses mesures en valeur absolue et donne les résultats d'une étude préliminaire sur les pôles de l'appareil de Faraday, construit par Ruhmkorff, pour l'étude de la rotation du plan de polarisation.

HARCOURT AMORY. — Application du pendule horizontal, p. 21 (1).

Le pendule horizontal porte un courant de forme quelconque, qui arrive et sort par les fils destinés à le soutenir. En approchant un conducteur fixe traversé par un courant, on peut observer les actions des courants sur les courants.

EDWARD-S. HOLDEN. — Note historique sur l'observation de la couronne et des protubérances du Soleil, p. 81.

G.-P. Bond, ancien directeur de l'Observatoire d'Harward-College, a cherché, dès l'année 1851, à apercevoir les protubérances même lorsque le Soleil n'est pas éclipsé. Cela résulte de la lecture de son Journal; mais il n'a pas réussi.

J.-E. HILGARD. — Marées et courants le long des côtes des États-Unis, p. 117.

ALFRED-M. MAYER. — Découverte d'une méthode qui permet d'obtenir les lignes isothermes du disque solaire, p. 130.

L'image du Soleil est reçue sur un papier recouvert d'iodure double de mercure et de cuivre, qui noircit dès que la température atteint 70 degrés C. On couvre d'abord presque tout l'objectif de la lunette, on observe les lignes noires développées; on élargit une première fois l'ouverture, on observe les nouvelles lignes formées, et ainsi de suite. L'auteur n'a fait que quelques expériences qui lui ont nettement montré une aire de température maxima, de position variable, entourée de lignes isothermes.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. V, p. 199.

William-H. BREWER. — Formation de grêle dans les embruns de la chute de l'Yosemite, p. 161.

Une masse considérable d'eau pulvérisée s'élevait de l'abîme où tombaient, d'une hauteur de 1550 pieds environ, 300 pieds cubes d'eau par seconde. Les gouttelettes jaillissantes choquaient avec force les objets environnants. L'observateur se plaçant à portée reçut de véritables grêlons de $\frac{1}{10}$ de pouce de diamètre environ. Les rochers environnants en était couverts. Le jour de l'observation, la température de l'air, observée loin de la cascade, a varié de 6 à 15 degrés C. L'eau provenait de neige fondant à peu de distance.

George-F. BARKER. — Nouvelle lanterne pour projection, p. 207.

Mémoire déjà analysé, t. V, p. 188.

Henry-A. ROWLAND. — Études sur la distribution du magnétisme, p. 325 et 451.

Les deux premières parties seront analysées avec la dernière, qui n'a paru qu'en 1876.

Roswell PARISH. — Balance hydrostatique pour déterminer les densités, p. 352.

C'est une balance romaine. On met le corps sur le plateau; un poids P connu ou non, placé à une distance a du couteau d'appui, ramène l'aiguille au zéro. Le corps est ensuite pesé dans l'eau, le poids P doit être placé à la distance b. Le poids spécifique D est, abstraction faite des corrections connues,

$$D = \frac{a}{a - b}.$$

S. LANGLEY. — Rapport sur les recherches faites à l'Observatoire d'Alleghany (Introduction), p. 489.

On a observé depuis longtemps que le Soleil n'est pas également brillant en toutes ses parties, et que le bord est plus obscur que le centre. Or une sphère, également lumineuse partout, apparaît d'un éclat sensiblement uniforme; la diminution de lumière doit donc être due à quelque milieu extérieur à la photosphère. Laplace, Bouguer, Arago et d'autres observateurs ont tenté de déterminer la quantité de lumière absorbée par ce milieu; mais aucun ne s'est

préoccupé de l'effet de cette absorption sur la température de la Terre. L'auteur pense qu'elle est d'une importance capitale. Un faible changement du pouvoir absorbant ou de l'épaisseur de l'atmosphère solaire causerait des changements de température sur la Terre, très-supérieurs à ceux qui ont été observés depuis les temps historiques, et d'après lui ces changements sont très-probables.

Pour comparer l'intensité lumineuse en différents points du Soleil, M. Langley a trouvé moyen de se servir du photomètre de Bunsen. A cet effet, il reçoit l'image du Soleil sur un disque percé de deux petites ouvertures circulaires, à travers lesquelles passent les rayons correspondant à deux points du disque solaire; l'axe de la lunette, perpendiculaire au disque, coupe en deux parties égales la distance qui sépare les deux ouvertures. Les rayons émergents pénétrant dans une chambre noire sont dirigés l'un vers l'autre par des prismes à réflexion totale, égaux et symétriquement placés, et viennent frapper le photomètre de Bunsen.

M. Langley s'est servi aussi du photomètre de Rumford et a trouvé que la couleur de la lumière des différentes parties de la surface du Soleil n'était pas identique. La lumière des bords a une couleur rouge, et celle du centre est bleue.

L'intensité de la lumière émise par le noyau d'une tache solaire est énorme; elle est, ainsi que l'auteur l'a trouvé, au moins cinq mille fois plus grande que celle de la lumière émise par la Lune.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome II. — Novembre 1876.

ROBERT SABINE. — *Méthode pour mesurer le contour des vagues électriques passant à travers les lignes télégraphiques*, p. 321.

E. KETTLER. — *Tentative d'explication de la réfraction anomale*, p. 332.

OLIVER-J. LODGE. — *Modèle montrant mécaniquement comment, d'après la théorie de Maxwell, l'électricité passe à travers les métaux, les électrolytes, les diélectriques*, p. 353.

CHALLIS. — *Explication théorique de divers phénomènes offerts par le radiomètre*, p. 374.

ARTHUR. W. CLAYDEN et CHARLES-T. HEYCOCK. — *Spectre de l'indium*, p. 387.

Annales de Poggendorff.

Tome CLIX. — N° 9. — Année 1876.

A. Sprung. — *Recherches expérimentales sur le frottement des dissolutions salines*, p. 1.

G. Hellmann. — *Sur les pluies d'été en Allemagne*, p. 36.

A. v. Ettingshausen. — *Retard du courant d'induction observé au moyen du diapason*, p. 51.

H. Herwig. — *Passage de forts courants d'induction à travers les liquides*, p. 61.

Th. Wand. — *Contributions à l'électrodynamique*, p. 94.

W. Siemens. — *Influence de la chaleur et de la lumière sur la conductibilité du sélénium*, p. 117.

Th. Stein. — *Photographie des sons*, p. 142.

A. Winkelmann. — *Chaleur spécifique du mercure à diverses températures*, p. 152.

Reuleaux. — *Expérience intéressante d'aérostatique*, p. 165.

V. v. Lang. — *Théorie de la double réfraction*, p. 168.

A. Trécul. — *Un coup de foudre pendant l'orage du 18 août*, p. 174.

Schuster et Crookes. — *Expériences avec le radiomètre*, p. 175.

A.-J. Ellis. — *Sur la théorie, donnée par Sonreck, de la mise en vibration des tuyaux et du mouvement des colonnes d'air dans les tuyaux ouverts et fermés*, p. 176.

Tome CLIX. — N° 10. — Année 1876.

A. Winkelmann. — *Conductibilité pour la chaleur des gaz et des vapeurs et influence de la température sur leur chaleur spécifique*, p. 177.

W. Wernicke. — *Changements de phase par la réflexion et théorie de la réflexion*, p. 198.

F. Kohlrausch. — *Conductibilité électrique des acides chlorhydrique, bromhydrique, iodhydrique, sulfurique, phosphorique, oxalique, tartrique, acétique en dissolution*, p. 233.

F. Melde. — *Vibrations transversales des lames liquides*, p. 275.

H.-C. Vogel et O. Lohse. — *Photographie des rayons les moins réfrangibles du spectre*, p. 297.

C. Neumann. — *Nombre des électricités*, p. 201.

R. Clausius. — *Remarques sur un Mémoire de M. Œttingen, intitulé : « De la température et de l'adiabate »*, p. 327.

E. Lommel. — *De la déviation minimum*, p. 329.

E. Mach. — *Appareil pour produire l'illumination momentanée*, p. 330.

H. Krüss. — *Note sur une expérience faite avec le radiomètre*, p. 332.

FIN DU TOME CINQUIÈME.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

MARCEL DEPREZ. Enregistreurs électromagnétiques..... 5
B. DELACHANAL et A. MERMET. Nouveau tube spectro-électrique..... 10
E. DUCLAUX. Sur les équilibres moléculaires dans les mélanges de liquides. Nouveaux thermomètres à minima et à maxima..... 13
BRANLY. Mesures électrométriques..... 19
W. SIEMENS. Influence de l'illumination sur la conductibilité du sélénium cristallisé..... 21
J.-L. HOORWEG. Pouvoir diathermane de l'air humide; par M. *J. Lippmann*.... 22
L. BOLTZMANN. Mesure de la constante diélectrique de quelques gaz; par M. *A. Potier*..... 25
D. BOBILEFF. Sur la forme et la position des franges d'interférence de l'appareil de M. Jamin; par M. *W. Lermontoff*..... 24
CH. TOMLINSON. Sur quelques phénomènes relatifs à l'ébullition des liquides; par M. *D. Gernez*..... 27
L. SAUER. Visibilité des rayons ultra-violets; par M. *Bouty*..... 29
K. PUSCHL. Sur les changements de volume du caoutchouc par la chaleur; par M. *Gripon*..... 30
ARTHUR VON LITTROW. Conductibilité pour la chaleur de diverses espèces de terres sèches ou humides; par M. *Gripon*..... 31
TOEPLER. Note sur la détermination expérimentale du diamagnétisme à l'aide de son pouvoir inducteur électrique; par M. *Gripon*..... 31
ALBERT OBERMAYER. Influence de la température sur le coefficient de frottement de l'air; par M. *Gripon*..... 32
L. PFAUNDLER et E. SCHNEGG. 1° Sur la température de congélation des hydrates d'acide sulfurique. 2° Sur les mélanges réfrigérants et en particulier sur celui de neige et d'acide sulfurique; par M. *Gripon*..... 33
E. MACH et MERTEN. Double réfraction du quartz par pression; par M. *Gripon*. 33
E. MACH et G. v. OSNOBISCHIN. Étude de la dispersion anomale à l'aide des interférences; par M. *Gripon*..... 34
WOSYKA. Sur la marche de l'étincelle électrique; par M. *Gripon*..... 34
H. PULUJ. Appareil de cours servant à mesurer l'équivalent mécanique de la chaleur; par M. *Gripon*..... 35
V. LANG. Influence de la température sur la polarisation rotatoire du quartz; par M. *Gripon*..... 35
STEFAN. Recherches sur la conductibilité des gaz pour la chaleur; par M. *Gripon*.. 36

Pages.
J. Plank. Pouvoir conducteur des mélanges gazeux pour la chaleur; par M. *Gripon*.. 37
J. Jamin. Recherches sur le magnétisme..... 41
A. Angot. Sur le pouvoir condensant..... 58
Marié-Davy. Météorologie appliquée à l'agriculture..... 60
E. Duter. Sur la distribution du magnétisme dans des plaques d'acier circulaires et elliptiques..... 65
J.-C. Poggendorff. Nouvelles expériences sur la machine électrique de seconde espèce; par M. *Daguenet*..... 68
W.-M. Watts. Nouveau micromètre pour déterminer la position des raies dans l'analyse spectrale..... 70
Bernstein. Sur la variation des courants de polarisation avec le temps; par M. *Potier*..... 70
E. Goldstein. Sur les spectres des gaz; par M. *G. Salet*..... 70
E. Mach. Appareil de polarisation à analyseur tournant; par M. *E. Bouty*..... 71
J. Jamin. Recherches sur le magnétisme (suite et fin.)..... 73
G. Salet. Sur le spectre de l'azote et sur celui des métux alcalins dans les tubes de Geissler..... 95
J.-L. Hoorweg. Diathermancie de l'air humide..... 97
J. Kerr. Nouvelle relation entre l'électricité et la lumière; biréfringence des milieux transparents électriquement polarisés; par M. *A. Crova*..... 99
L. Donati. Sur la mesure électrostatique des forces électromotrices d'induction; étude expérimentale; par M. *Duclaux*..... 101
Wolcott-Gibbs. Nouvelle constante optique; par M. *E. Bouty*..... 102
N. Schiller et R. Cooley. Expérience sur l'action électrodynamique des courants de polarisation; par M. *A. Potier*..... 104
J.-L. Hoorweg. Sur les passages des rayons lumineux à travers un spectroscope; par M. *E. Bouty*..... 104
A. Potier. De l'entraînement des ondes lumineuses par la matière pondérable en mouvement..... 105
Marié-Davy. Déclinaison de l'aiguille aimantée dans les chefs-lieux de département et dans quelques villes de l'étranger, le 15 juin 1875..... 108
Cazin. Sur les effets thermiques du magnétisme..... 111
A. Kundt et Warburg. Sur le frottement et la conductibilité des gaz; par M. *Violle*..... 118
Dvorak. Sur les attractions et les répulsions acoustiques; par M. *Gripon*..... 122
A.-J. Angström et T.-R. Thalén. Recherches sur les spectres des métalloïdes; par M. *G. Salet*..... 125
J.-C. Poggendorff. Nouveaux faits pour servir à la théorie des machines électriques de seconde espèce; par M. *A. Potier*..... 130
L. Donati et G. Poloni. Sur le magnétisme temporaire d'une barre de fer..... 133
A. Roiti. Sur l'action électromotrice des solénoïdes neutres..... 134
A. Righi. Sur la pénétration des charges électriques des cohibants fixes et en mouvement, avec application à la théorie des condensateurs, des électrophores et des machines à induction..... 135
Rossetti. Comparaison entre les machines électriques..... 135
Bartoli. Explication de quelques faits relatifs à la théorie du magnétisme de rotation..... 136
Mannheim. Nouvelles propriétés optiques déduites de l'étude géométrique de la surface de l'onde..... 137
L. Mouton. Sur un moyen rapide de déterminer la résistance intérieure d'une pile. 144

Pages.
JANNETTAZ. De la propagation de la chaleur dans les corps cristallisés..... 150
COLLADON. Effets de la foudre sur les arbres et les plantes ligneuses..... 153
SORET et F. SARASIN. Sur la polarisation rotatoire du quartz; par M. *E. Bouty*. 156
F. KOHLRAUSCH. Sur la thermo-électricité et la propagation de la chaleur et de l'électricité; par M. *A. Potier*..... 157
KUNDT et O. LEHMANN. Sur les vibrations longitudinales et les figures acoustiques dans les colonnes de liquides cylindriques; par M. *A. Terquem*..... 159
HUGO KRUSS. Profondeur des images dans les appareils d'optique; par M. *E. Bouty*. 162
F.-E. NIPHER. Travail mécanique que peut effectuer un muscle jusqu'à son épuisement; par M. *Angot*..... 163
J. LE CONTE Sur quelques phénomènes de vision binoculaire; par M. *Angot*... 164
ALFRED MAYER. Historique de la découverte de la théorie des couleurs; par M. *Angot*..... 165
ALFRED MAYER. Nouvelle détermination des constantes de la loi qui unit la hauteur d'un son avec la durée de la sensation résiduelle; par M. *Angot*..... 165
CAREY-LEA. Action des rayons lumineux les moins réfrangibles sur l'iodure et le bromure d'argent; par M. *Angot*..... 166
J. VIOLLE. De la température du Soleil..... 169
L. CAILLETET. Nouveau manomètre destiné à mesurer les hautes pressions..... 179
A. RIGHI. Sur la pénétration des charges dans les corps isolants fixes et en mouvement..... 182
M. MAREY. Description d'un loch à cadran indiquant à tout instant la vitesse d'un navire..... 184
G.-F. BARKER. Nouveau galvanomètre à projection; par M. *Crova*..... 188
O. CHWOLSON. Notice sur la théorie des interférences; par M. *E. Bouty*..... 190
E. LOMMEL. Solution élémentaire de quelques problèmes d'optique; par M. *Daguenet*..... 192
R. CLAUSIUS. Sur un nouveau principe d'électrodynamique; par M. *Potier*..... 194
V. DVORAK. Sur la vitesse du son dans les colonnes liquides; par M. *A. Terquem*..... 195
S.-W. BURNHAM. Dédoublement de l'étoile principale Σ 1097; par M. *Angot*.... 197
H.-A. ROWLAND. Manière de projeter les phénomènes de diamagnétisme; par M. *Angot*..... 197
W.-R. MORSE. Courants induits produits par l'application de l'armature d'un aimant en fer à cheval; par M. *Angot*..... 198
OGDEN.-N. ROOD. Application du pendule horizontal à la mesure des petits changements de dimension des corps solides; par M. *Angot*..... 199
E. MERCADIER. Sur les lois du mouvement vibratoire des diapasons..... 201
D. GERNEZ. Sur la détermination de la température de solidification des liquides et en particulier du soufre..... 212
J. DUBOSCQ. Appareil pour la projection des corps placés horizontalement..... 216
J. DUBOSCQ. Galvanomètre transparent à projection..... 218
G. LIPPMANN. Des diverses théories données pour expliquer les mouvements du radiomètre de Crookes..... 220
W. SIEMENS. Mesure de la vitesse de propagation de l'électricité dans des fils télégraphiques aériens; par M. *Potier*..... 226
E. EDLUND. La résistance électrique d'un conducteur dépend de son état de mouvement; par M. *Potier*..... 227
H.-F. WEBER. Chaleur spécifique du carbone, du bore et du silicium; par M. *Lippmann*..... 229

Pages.

F. Schaack. Construction de paratonnerres pour les lignes télégraphiques; par M. *Potier* 230

Overbeck. Nouvelle méthode pour déterminer la conductibilité électrique des liquides; par M. *Potier* 230

Mach et Mertens. Remarques sur les changements qu'éprouve la vitesse de la lumière dans le quartz par l'effet de la compression; par M. *Bouty* 231

H. Becquerel. Recherches expérimentales sur la polarisation rotatoire magnétique 233

A. Terquem. Vernis destiné à faciliter l'écriture sur verre 244

Jannettaz. Connexions des axes des ellipses de conductibilité thermique et des coefficients d'élasticité de flexions dans le gypse 247

Righi. Sur la théorie des condensateurs, de l'électrophore et des machines de Holtz 248

H. Helmholtz. Expériences sur les forces électromotrices induites dans des circuits ouverts; par M. *Potier* 252

Zöllner. Réfutation de la théorie du potentiel élémentaire d'Helmholtz par des expériences sur des circuits fermés; par M. *Potier* 252

Warren de la Rue, Hugo v. Muller et William Spottiswoode. Expériences faites pour déterminer la cause de la stratification de la décharge dans le vide; par M. *J. Joubert* 254

R. Sabine. Sur une méthode pour mesurer les très-petits intervalles de temps; par M. *Duclaux* 256

K. Kraïewitsch. Sur la construction des électro-aimants; par M. *D. Bobyleff* ... 256

Th. Evald. Exposition sur quelques phénomènes produits par l'électricité sur les corps pulvérulents; par M. *W. Lermantorff* 257

G. Brauer. Instrument pour mesurer les distances focales des lentilles oculaires; par M. *D. Bobyleff* 258

W. Lermantoff. Sur une application de la batterie de M. Planté 258

D. Bobyleff. I. La distribution d'électricité statique sur les conducteurs placés dans un milieu diélectrique. — II. Sur les conducteurs placés dans un fluide diélectrique; par M. *N. Hesehus* 258

D. Mendeleef. Sur la dilatation du mercure d'après les expériences de M. Regnault; par M. *N. Hesehus* 258

Th. Schwedoff. Sur la diffraction des rayons électriques; par M. *N. Hesehus* 259

A. Stepanoff. Influence de la température sur les éléments galvaniques; par M. *N. Hesehus* 260

N. Schiller et R. Calley. Une expérience sur l'action électrodynamique du courant de polarisation; par M. *N. Hesehus* 261

O. Chwolson. Sur le mécanisme des phénomènes magnétiques; par *D. Bobyleff*. 261

P. Colley. Sur un certain cas de travail mécanique exécuté par le courant galvanique; par M. *W. Lermantoff* 262

Ch. André. De la diffraction dans les instruments d'optique; son influence sur les observations astronomiques 265

Lecoq de Boisbaudran. Sur les propriétés physiques du gallium 277

D. Gernez. Sur les circonstances de production des deux variétés prismatique et octaédrique du soufre 279

Egoroff. Électro-actinomètre différentiel 283

C. Vogel. Sur les changements de hauteur qu'éprouve un son par le mouvement du corps sonore; par M. *E. Gripon* 286

Pages.

J. Ericcson. Différences entre l'énergie calorifique transmise à la Terre par la radiation des diverses parties de la surface du Soleil; par M. *A. Crova*..... 288
W. Hankel. Propriétés thermo-électriques du spath, de l'émeraude, de l'idocrase et de l'apophyllite; par M. *Potier*..... 292
K. Exner. Franges d'interférence produites par deux surfaces ternies; par M. *E. Bouty*..... 293
Osborne Reynolds. Sur la réfraction du son dans l'atmosphère; par M. *E. Duclaux*..... 294
P. Riess. Sur les étincelles électriques faibles..... 295
H. Trannin. Mesures photométriques dans les différentes régions du spectre..... 297
Ch. André. De la diffraction dans les instruments d'optique; son influence sur les observations astronomiques (fin)..... 304
A. Mercadier. Sur la composition optique des mouvements vibratoires rectangulaires de période et de phase quelconques..... 309
J.-Jos. Bianconi. Élasticité et plasticité de la glace..... 317
Eilhard Wiedemann. Sur la chaleur spécifique des gaz; par M. *J. Violle*..... 318
E. Edlund. Remarque sur la dilatation galvanique; par M. *Potier*..... 321
Sonrek. Sur la mise en vibration et les mouvements de la colonne d'air dans les tuyaux ouverts ou fermés; par M. *E. Gripon*..... 321
M.-J.-A. Fleming. Sur la polarisation des électrodes dans l'eau privée d'air; par M. *E. Duclaux*..... 325
Arthur Christiani. Sur la conductibilité irréciproque; par M. *A. Potier*..... 326
A. Lallemand. De l'illumination des corps transparents et opaques..... 329
Govi. Application des couches d'or très-minces aux cathétomètres et aux autres instruments de mesure..... 340
E. Bouty. Sur la distribution du magnétisme dans les barreaux cylindriques... 346
Lecoq de Boisbaudran. Sur les propriétés physiques du gallium..... 349
W. von Bezold. Comparaison des pigments et des couleurs spectrales. — Nouvelle méthode pour le mélange des couleurs; par M. *Bouty*..... 350
E. Pfaundler. Sur la chaleur dégagée par le mélange d'acide sulfurique et d'eau; par M. *Terquem*..... 353
H.-C. Vogel. Recherches sur les spectres des planètes; par M. *E. Bouty*..... 356
H. Buff. Sur la conductibilité calorifique et la diathermanéité de l'air et de l'hydrogène; par M. *E. Gripon*..... 357
J. Tollinger. Phénomènes de chaleur qui accompagnent la dissolution d'azotate d'ammoniaque dans l'eau, etc.; par M. *E. Gripon*..... 359
L. Boltzmann. Équilibre de la chaleur dans les gaz sur lesquels n'agit aucune force extérieure; par M. *E. Gripon*..... 359
L. Boltzmann. Remarque sur la conductibilité du gaz; par M. *E. Gripon*..... 359
H. Hammerle. Combinaisons du chlorure de calcium avec l'eau; par M. *E. Gripon*..... 359
A. Trentinaglia. Détermination de la chaleur latente des hyposulfites de soude, etc.; par M. *E. Gripon*..... 359
E. Pfaundler. Sur le thermomètre différentiel à air; par M. *E. Gripon*..... 360
A. Crova. Mesure de l'intensité calorifique des radiations solaires et de leur absorption par l'atmosphère terrestre..... 361
Lippmann. Des diverses théories données pour expliquer les mouvements du radiomètre de Crookes (2e article)..... 366
A. Lallemand. De l'illumination des corps transparents et opaques..... 373
G. Wiedemann. Sur les lois du passage de l'électricité à travers les gaz..... 378

Pages.
G. Berthold. Note pour servir à l'histoire de la fluorescence..... 380
Ch.-J. Woodward. Sur une nouvelle forme de l'appareil figuratif du mouvement ondulatoire..... 380
E. Loomis. Résultats d'un examen des tableaux météorologiques des États-Unis en 1872, 1873 et 1874..... 381
H. Rowland. Note préliminaire sur le plan d'épreuve magnétique..... 381
H. Amory. Application du pendule horizontal..... 382
E.-S. Holden. Note historique sur l'observation de la couronne et des protubérances du Soleil..... 382
A.-M. Mayer. Découverte d'une méthode qui permet d'obtenir les lignes isothermes du disque solaire..... 382
W.-H. Brewer. Formation de grêle dans les embruns de la chute de l'Yosemite. 383
Roswell Parish. Balance hydrostatique pour déterminer les densités..... 383
S.-P. Langley. Rapport sur les recherches faites à l'Observatoire d'Alleghany... 383

ERRATA.

Page 238, lignes 2 et 3, *au lieu de* 7 pour 100 et jusqu'à 8 pour 100, *lisez* 70 pour 100 et jusqu'à 80 pour 100.

Page 359, 3e ligne en remontant, *au lieu de* sous-sulfate, *lisez* hyposulfite.

FIN DE LA TABLE DU TOME CINQUIÈME.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES CINQ PREMIERS VOLUMES.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume; le second désigne la page.)

ABRIA. — Courbes isochromatiques, I, 273, 326. — Cristaux uniaxes, IV, 204. — Loi d'Huyghens, IV, 321.

ADAMS (W.-G.). — Polariscope, IV, 357.

ALMEIDA (D'). — Principe d'Archimède, I, 46.

AMORY. — Application du pendule horizontal, V, 382.

ANDRÉ (C.). — Appareil magnétique de Lamont, I, 345. — Diffraction dans les instruments d'optique, V, 265, 304.

ANGOT (A.). — Électromètres Thomson, IV, 297, 324. — Pouvoir condensant, V, 58.

ANGSTRÖM (A.-J.). — Spectre de l'aurore boréale, III, 210.

ANGSTRÖM et THALÉN. — Spectres des métalloïdes, V, 125.

ASSOCIATION BRITANNIQUE. — Unités dynamiques et électriques, III, 61.

AVENARIUS (M.). — Chaleur latente, IV, 25.

BARKER. — Galvanomètre à projection, V, 188.

BARTOLI (A.). — Lois de la gravité, III, 229. — Magnétisme de rotation, V, 136.

BAUMHAUER (E.-W. VON). — Hygrométrie, II, 343.

BECQUEREL (H.). — Étincelle d'induction, IV, 206. — Polarisation rotatoire magnétique, V, 233.

BELL. — Figures de Litchenberg, V, 198.

BEETZ (W.). — Électroscope, III, 67.

BEETZ. — Aimants produits par électrolyse, IV, 126.

BERNARDI. — Production de travail, IV, 95.

BERNSTEIN. — Oscillations du courant induit, I, 77. — Polarisation électrique, V, 70.

BERTHELOT (M.). — Thermomètres, II, 18. — Calorimétrie, II, 283, 345. — Thermochimie, III, 143, 169. — Agitateur, III, 365. — Écraseur, IV, 87.

BERTHOLD. — Fluorescence, V, 380.

BERTIN. — Polarisation, IV, 72, 111.

BERTRAND (J.). — Actions électriques, II, 418. — Électricité statique, II, 73. — Actions électrodynamiques, III, 297-335.

BEZOLD (VON). — Mélange des couleurs, III, 155; V, 351.

BIANCONI (J. J.). — Élasticité de la glace, V, 317.

BICHAT. — Méthode des coïncidences, III, 369. — Transformation de l'électricité, IV, 52.

BICELOW (F.-H.). — Induction, III, 135.

BILLET (F.). — Biprisme de topaze, III, 178.

BLASERNA (P.). — Couronne solaire, II, 77.

BLAVIER. — Résistance électrique, III, 115, 151. — Énergie électrique, IV, 161.

BOBILEFF. — Franges de l'appareil Jamin, V, 24. — Distribution électrique, V, 258.

BOBOULIEFF (DEMETRIEFF). — Déperdition de l'électricité, IV, 253.

BOHN (C.). — Lunette de Galilée, II, 404.

BOIS-REYMOND (E. DU). — Mouvement apériodique, II, 62.

BOLTZMANN. — Mouvement moléculaire, II, 147. — Diélectriques, III, 376; IV, 221. — Élasticité, IV, 190. — Diélectriques gazeux, V, 23. — Équilibre calorifique des gaz, V, 359.

BOLTZMANN et ROMICH. — Constantes diélectriques, III, 159.

Bontemps (Ch.). — Tubes pneumatiques, II, 257. — Mouvement de l'air, III, 233.
Börnstein (R.). — Appareil de Ruhmkorff, II, 308. — Magnétisme temporaire, IV, 279.
Boudréaux. — Raies des métaux, III, 306. — Expérience de Newton, III, 350. — Principe d'Archimède, IV, 85.
Bourbouze. — Galvanomètre, I, 189. — Tuyaux sonores, II, 15.
Bourget (J.). — Tubes de Pinaud, II, 193.
Boutan (A.). — Température du Soleil, I, 154.
Bouty (E.). — Expérience de capillarité, II, 263. — Distribution d'électricité et de magnétisme, II, 297. Aimantation de l'acier, III, 316; IV, 367. — Rupture des aimants, III, 361. — Conservation de l'énergie, IV, 45. — Courants d'origine mécanique, IV, 135. — Magnétisme, V, 346.
Branly. — Mesures électrométriques, V, 19.
Braun (C.). — Conductibilité unipolaire, IV, 280.
Brauer. — Distance focale des lentilles, V. 258.
Brewer. — Grêle, V, 383.
Brion (L.). — Déperdition de l'électricité, II, 391.
Broklesby (J.). — Pluies, IV, 350.
Budde (E.). — Thermo-électricité, IV, 287.
Buff. — Chaleur de dilatation, I, 238. — Conductibilité et diathermanéité, V, 357.
Burat. — Boumerang, IV, 14.
Burnham (W.-A.). — Magnétisme, IV, 318. — Dédoublement de l'étoile Σ, V, 197.
Cailletet (L.). — Manomètre, V, 179.
Camacho (A.). — Électro-aimant, IV, 238.
Carl (Ph.). — Flotteurs de la Rive, I, 266. — Lumière à l'oxygène, I, 342.
Carney (E.-L.). — Vibrations longitudinales, IV, 318.
Carpenter (W.-B.). — Gulf-stream, II, 57. — Océan, II, 139.
Carstaedt. — Intensité de la lumière, IV, 61.
Caspari (F.). — Boussoles, II, 273.
Cazin (A.). — Chronoscope à étincelles, I, 251. — Magnétisme, II, 134; V, 111. — Étincelles, II, 252.
Chautard. — Courants induits, I, 162. — Pyromètre acoustique, III, 78.
Christiani. — Conductibilité électrique, V, 326.
Chwolson. — Interférences, V, 190. — Magnétisme, V. 261.
Cintolesi (Ph.). — Vapeurs mélangées, III, 230.
Clamond (C.). — Pile thermo-électrique, III, 249.
Clark (Latimer). — Force électromotrice, II, 355.
Clark (Wigglesworth). — Chaleur moléculaire, IV, 350.
Clausius. — Deuxième principe, I, 72; II, 108. — Théorème de Mécanique générale, II, 264. — Électrodynamique, V, 194.
Clerk Maxwell. — Arcs colorés, II, 77. — Double réfraction, IV, 55.
Colladon. — Effets de la foudre, V, 153.
Colley. — Force électromotrice, V, 262.
Coppet (de). — Congélation des dissolutions, I, 297.
Cornelissen (J.-E.). — Océan Indien, II, 99.
Cornu (A.). — Mesures électrostatiques, I, 7, 87, 241. Coefficients thermiques, II, 41. — Vitesse de la lumière, II, 172. — Diffraction, III, 5, 44. — Achromatisme chimique, III, 108. — Levier à réflexion, IV, 7. — Vitesse de la lumière, IV, 104.
Cottrel. — Réflexion du son par le gaz, III, 181.
Coulier. — Examen des cordes, III, 215.
Crookes (William). — Attractions produites par les radiations, IV, 58.
Crova (A.). — Échelles de températures, I, 125. — Tuyaux sonores, II, 338. — Étalon de résistance, III, 54. — Rhéostat, III, 124. — Constantes des éléments voltaïques, III, 278. Transformation des forces, IV, 357. — Radiations solaires, V, 361.
Daguenet (C.). — Lumière électrique, IV, 150.
Davis (M.-A.). — Expérience de Trevelyan, III, 382.
Decharme (C.). — Capillarité, II, 25; III, 374. — Vibrations sonores et interférences, IV, 207.
Delachanal et Mermet. — Tube spectro-électrique, V, 10.
De la Rive et Sarasin. — Décharge dans les gaz raréfiés, II, 362; III, 287.
Deprez (Marcel). — Déplacements amplifiés, III, 52. — Signaux télégraphiques, III, 83. — Chronographes électriques, IV, 39; V, 5.
Desains (P.). — Anneaux colorés, III, 105.

Deville (Sainte-Claire.). — Dissociation, I, 26.
Dietrichson (J.-L.). — Thermomètre, II, 372.
Ditscheiner (L.). — Polarisation, III, 158.
Dolbear (A.-E.). — Vitesse de rotation, I, 370.
Donati. — Taches solaires, II, 117. — Induction, V, 101.
Donati et Polini. — Magnétisme temporaire, V, 133.
Domalip (C.). — Électrolyse, III, 159.
Douliot (E.). — Figures de Lichtenberg, II, 260.
Draper (J.-W.). — Actinochimie, I, 375; III, 99, 186.
Du Bois-Reymond. — *Voir* Bois-Reymond (du).
Duboscq (J.). — Appareil à projection, V, 217. — Galvanomètre à projection, V, 218.
Duclaux. — Tension superficielle, I, 197. — Capillarité, I, 350. — Équilibre des mélanges liquides, V, 13.
Ducretet. — Rhéotome, IV, 84.
Dufour. — Réflexion de la chaleur, III, 131.
Dupuy de Lôme. — Navigation aérienne, I, 135.
Duter. — Magnétisme des plaques. V, 65.
Dvorak (V.). —Vitesse du son, III, 198.— Transmission du son, IV, 220. — Attractions acoustiques, V, 123. — Vitesse du son dans les liquides, V, 195.
Eccher. — Transformation du travail, II, 76. — Figures acoustiques, II, 78.
Edelmann (Th.). — Spectres des métaux, II, 360.
Edlund. — Résistance électrique, IV, 31. — Élasticité du caoutchouc, IV, 189.— Résistance d'un conducteur, V, 227.— Dilatation galvanique, V, 321.
Egoroff. — Électro-actinomètre, V, 283.
Emsmann (H.). — Collecteur électrique, II, 39.
Ericsson. — Radiation du Soleil, V, 288.
Esner (F.). — Maximum de densité de l'eau, III, 198.
Evald. — Figures de Lichtenberg, V, 257.
Exner (F.). — Diffusion, IV, 190. — Dilatation galvanique des fils, V, 37. — Franges d'interférence, V, 293.
Exner et Röntgen. — Radiations solaires, IV, 189.
Favre (P.-A.). — Calorimètre, I, 332.
Favre et Valson. — Dissociation cristalline, III, 90.
Feddersen (W.). — Thermodiffusion des gaz, II, 342.
Felici (R.). — Diélectriques, II, 75; III, 229. — Solénoïde fermé, 227. — Diélectriques, III, 329. — Théorie de l'induction, IV, 228.
Ferrel (W). — Vitesse du vent, IV, 350.
Fewkes (J.-W.). — Étincelle, IV, 255. — Perte d'électricité par les flammes, IV, 319.
Fischer et Mach. — Réflexion et réfraction du son, II, 303; III, 198.
Fleming (M.-J.-A.). — Polarisation des électrodes, V, 325.
Foster (O.-C.). — Pont de Wheatstone, II, 53. — Courants électriques, IV, 211.
Gay (H.). — Machines magnéto-électriques, II, 390.
Gariel (C.-M.). — Lois de l'optique, IV, 140.
Gernez (D.). — Spectre d'acide, hypoazotique, hypochlorique, chloreux, I, 60. — Lames minces élastiques, I, 324. — Expériences de capillarité, II, 326. — Ébullition, II, 81. — Surfusion, III, 17. — Évaporation, III, 241. — Décomposition de certains corps, IV, 42.— Température de solidification, V, 212. — Soufre, V, 279.
Geyer (W.-E.). — Flamme chantante, I. 370.
Gibbs (W.). — Nouvelle constante optique, V, 102.
Goldstein (E.). — Spectres, V, 70.
Gordon (J.-E.) et Newall (W.). — Variation de température sur les barreaux aimantés, I, 134.
Govi (G.). — Corrections des coefficients, II, 76. — Flammes sensibles, II, 29. — Mécanique moléculaire, II, 76. — Induction électrostatique, IV, 264.— Nouveaux prismes réflecteurs, V, 341.
Gramme. — Machine magnéto-électrique, I, 64.
Grassi (G.). — Balance à réflexion, IV, 159.
Gréhant (N.). — Filtration rapide, I, 132. — Extraction des gaz, II, 214.
Gréhant (N.) et E. Mer. — Correction des volumes gazeux, III, 222.
Gripon. — Pendule compensé, I, 334. — Fluorescence, II, 199-246. — Diapason, III, 84. — Influence des deux corps vibrants, III, 273. — Lames de collodion, IV, 201.
Guillemin (C.-M.). — Effets brisants, I,

229. — Courants instantanés, I, 129; II, 50. — Étincelle, II, 129.
Guthrie (J.). — Solutions salines, IV, 282.
Hagenbach (E.). — Électricité de frottement, II, 36. — Réflexion par l'atmosphère, II, 115.
Hammerle. — Chaleur de dissolution, V, 359.
Handl. — Absorption de la lumière, II, 149. — Constitution des liquides, II, 190. — Sursaturation, II, 191.
Hankel (W.). — Thermo-électricité, V, 292.
Harvey et W. Wiley. — Filtrations, III, 134.
Hastings (Chas.-S.). — Spectres du Soleil, III, 135.
Helmholtz. — Dispersion anomale, IV, 216.
Helmholtz et Zöllner. — Force électromotrice induite, V, 252.
Herwig (H.). — Dilatation des vapeurs, II, 339. — Distribution de l'électricité, IV, 24. — Courants induits, IV, 127. — Magnétisme, IV, 286.
Himes (C.-P.) — Photographie, IV, 317.
Hirst (Archer). — Aberration, III, 380.
Holden.— Protubérances du Soleil, V, 382.
Holmgren (K.-A.). — Électromètre Thomson, IV, 315.
Holz. — Aimantation, III, 294.
Horner, — Fluorescence, IV, 92.
Hornstein. — Électricité solaire, II, 190; III, 160. — Force magnétique terrestre, III, 32.
Hoorweg (J.-J.). —Diathermancie de l'air, V, 22, 97. — Spectroscope, V, 104.
Huggins (W.). — Spectres de la grande nébuleuse d'Orion, I, 403.
Isarn. — Écoulement des liquides, IV, 167.
Jamin. — Magnétisme, V, 41, 73.
Jannettaz (Ed.). — Propagation de la chaleur dans les cristaux, V, 150. — Élasticité, V, 247.
Joubert (J.). — Diffraction, III, 267.
Jungfleisch (E.). — Pouvoir rotatoire, III, 237.
Keer. — Relation entre l'électricité et la lumière, IV, 376. — Biréfringence des diélectriques, V, 99.
Kerner. — Température de la vallée des Alpes, V, 37.
Kœnig (R.). — Flammes manométriques, II, 182.
Kohlrausch (F.). — Polarisation électrochimique, II, 143. — Équivalent électrochimique, III, 351. — Thermo-électricité, V, 157.
Kohlrausch et O. Grotrian.— Conductibilité des chlorures, IV, 345.
Kraiewitsch. — Électro-aimants, V, 256.
Külp. — Induction, IV, 287.
Krebs. — Lentilles, IV, 316.
Kruss (H.). — Oculaire, IV, 183. — Profondeur des images, V, 162.
Kundt (A.). — Dispersion anomale, I, 38, 68. — Dichroïsme, IV, 55.
Kundt et Lehmann. — Vibrations longitudinales, V, 159.
Kundt et Warburg. — Frottement et conductibilité des gaz, V, 119.
Lallemand (A.). — Balance électrodynamique, III, 347. — Illumination et fluorescence, V, 329.
Lamansky (S.). — Distribution de la chaleur dans le spectre, I, 335.
Lang (von). — Sulfate d'éthylène diamine, II, 148. — Mesure des épaisseurs, II, 191. — Galvanomètre à réflexion, III, 159. — Indice de réfraction de l'air, IV, 246. — Polarisation rotatoire du quartz, V, 35.
Langley. — Photosphère solaire, IV, 123, V, 383.
Lartigue. — Électro-aimant Hughes, IV, 170.
Laurent. — Réfraction conique, III, 23. — Saccharimètres, III, 183.
Lea (C.). — Réduction des sels, IV, 254; V, 166.
Le Conte (J.). — Vision binoculaire, V. 164.
Lecoq de Boisbaudran. — Gallium, V, 277, 349.
Lehnebach. — Pouvoirs émissifs, III, 261.
Lemoine (E.). — Losange articulé, II, 130. — Régulateur à gaz, II, 261.
Lermantoff. — Lumière électrique, V, 258.
Lespiault. — Aurore boréale, III, 79.
Levistal (A.). — Optique géométrique, I, 209, 247.— Théorème de Gergonne, II, 207.
Lippmann. — Capillarité, I, 396. — Expériences électrocapillaires, III, 41. — Capillarité. Formule, IV, 332. — Application des lois de Coulomb, IV, 353. — Radiomètre, V, 220.
Lisleferme (de). — Lentilles, III, 57.
Lissajous (J.). — Galvanomètre Bourbouze, I, 190. — Flamme sifflante, II, 98. — Propagation des ondes, II, 99. — Réfraction conique, III, 25. — Phonoptomètre, III, 265.

LISTING. — Prisme à réflexion totale, I, 233.
LITTROW (ARTHUR VON). — Conductibilité des terres, V, 31.
LOCKYER (J.-NORMAN). — Phénomènes d'absorption, III, 326, 366. — Densités des vapeurs, IV, 28.— Spectroscope et structure moléculaire, IV, 90.
LOCKYER (S.-N.) et CHANDLER-ROBERT. — Spectroscopie, IV, 344.
LOMMEL. — Prisme, V, 192.
LOOMIS (ELIAS). — Déclinaison, III, 101.— Météorologie, V, 381.
LORENZ (L.). — Valeur du degré, II, 65. — Résistances électriques, II, 424.
LOXERY. — Exp. de Melde, IV, 255.
LUBARSCH. — Fluorescence, IV, 93.
LUBIMOFF (N.). — Lunette de Galilée, II, 403.
LUCAS et CAZIN. — Chronoscope à étincelles, I, 251.
LUNDQUIST. — Réflexion de la lumière, III, 352. — Chaleur dans le spectre, IV, 277.
MACALUSO-DOMIANO. — Force électromotrice de polarisation, III, 229.
MAC FERLANE (DONALD). — Conductibilité, II, 427.
MACH. — Vibrations, II, 112. — Double réfraction, II, 220. — Expériences d'acoustique, II, 306. — Tuyaux sonores, 338. — Anneaux de Stefan, III, 193. — Hauteurs des sons, III, 291. — Analyseur tournant, V, 71.
MACH et FISCHER. — Réflexion et réfraction du son, II, 303; III, 198.
MACH et MERTEN. — Double réfraction du quartz, V, 33. — Compressibilité du quartz, V, 231.
MACH et G.-V. OSNOBISCHIN. — Dispersion anomale, V, 34.
MANCE (HENRY). — Résistance intérieure d'une pile, I. 108.
MANNHEIM. — Vernier, II, 392. — Surface de l'onde, V, 137.
MARANGONI (C.). — Viscosité, II, 77.
MARANGONI (C.) et STEFANELLI (P.). — Bulles, III, 70.
MARCHAND (E.). — Lumière solaire, II, 402.
MAREY (E.) — Nouveau chronographe, III, 137. — Résistance de l'air, III, 204. — Ondes liquides, IV, 257. — Loch à cadran, V, 184.
MARIANINI. — Phénomènes électriques, III, 217.
MARIÉ-DAVY. — Actinométrie, IV, 1. — Météorologie appliquée, V, 60. — Déclinaison, V, 108.
MARIGNAC (C.). — Chaleur spécifique, densité, dilatation des solutions, I, 35.
MASCART. — Application du spectroscope aux phénomènes d'interférence, I, 17, 177. — Interférences, II, 153. — Régulateur des courants, II, 294. — Thermomètre électrique, II, 313. — Trempe des verres, III, 139. — Appareils d'interférence, III, 310. — Source lumineuse en mouvement, IV, 129.
MATERN (Dr). — Mesures angulaires, IV, 343.
MAXWELL (J.-C.). — Double réfraction, IV, 55.
MAYER (A.-M.). — Expériences d'acoustique, I, 169. — Conductibilité de la chaleur, I, 374. — Galvanomètre-lanterne, I, 371. — Phases de vibrations, II, 225. — Pyromètre acoustique, II, 227. — Intensité du son, II, 228. — Aimantation. III, 100. — Projections, III, 100. — Étincelle électrique composée, IV, 155. Recherches d'acoustique, IV, 184; V, 165. — Historique de la théorie des couleurs de Young, V, 165. — Chaleur solaire, V, 382.
MELSENS. — Gaz et liquides condensés, III, 27.
MENDELEFF. — Dilatation du mercure, V, 259.
MENDENHALL (T.-C.). — Capillarité, III, 100.
MENSBRUGGHE (G. VAN DER). — Tension superficielle, I, 321.
MERCADIER (E.). — Acoustique musicale, I, 109. — Intervalles musicaux, I, 113. — Électro-diapason, II, 350. — Loi du mouvement vibratoire des diapasons, V, 201. — Composition des mouvements vibratoires, V, 309.
MEYER (O.-M.). — Frottement des gaz, II, 268.
MEYER (O.-E.) et SPRINGMUHL. — Frottement des gaz, III, 295.
MINOT (JAMES-J.). — Étincelle, IV, 255.
MOREAU (A.). — Vessie natatoire, IV, 305.
MOREY (C.-A.). — Phonautographe, IV, 349.
MORSE (W.-R.). — Courants induits, V, 198.
MOUSSON (A.). — Dispersion, III, 380.
MOUTIER (J.). — Coefficient d'élasticité, I, 222. — Tension superficielle, I, 98; II, 27. — Capillarité, I, 291. — Dissolution, I, 30. — Plan d'epreuve, I, 397.

— Vapeurs saturées, II, 178. — Instruments d'optique, II, 105.
Mouton (L.). — Polarisation elliptique, IV, 240. — Résistance d'une pile, V, 144.
Muller. — Propagation de la lumière, I, 164.
Muller (F.-C.-G.). — Résistance, IV, 315.
Naccari (Andrea). — Couples Grove et Bunsen, IV, 158. — Force électromotrice, IV, 150.
Naccari et Bellati. — Force électromotrice, IV, 159.
Narr. — Refroidissement et conductibilité des gaz, I, 203.
Neyreneuf. — Condensateur d'Œpinus, I, 62. — Tourniquet, I, 226. — Effets de chacun des fluides, II, 180. — Répulsion d'une flamme, III, 257. — Combustion des mélanges détonants, IV, 138. — Condensateurs, IV, 307.
Newall (W.) et Gordon (J.-E.). — Variations de température sur les barreaux aimantés, I, 135.
Niaudet-Bréguet. — Action réciproque des courants, I, 102. — Tension électrique, I, 367.
Nipher. — Travail mécanique d'un muscle, V, 163.
Nodot. — Réfraction conique, IV, 166. — Cannelures du spectre, IV, 209.
Norton (W.-A.). — Théories dynamiques de la chaleur, III, 134.
Nyland (N.). — Marche des courants galvaniques d'induction, I, 139.
Obermeyer. — Propriétés thermo-électriques, II, 191. — Coefficient de frottement, V, 32.
Oudemans (P.). — Pouvoir rotatoire, II, 223.
Overbeck. — Conductibilité électrique, V, 230.
Pacinotti. — Vaporisation, II, 78. — Balance des tangentes, II, 428. — Pile de Bunsen, III, 229. — Peloton électromagnétique, IV, 159.
Paquet. — Densimètre, IV, 266.
Parish. — Balance hydrostatique, V, 383.
Peaucelllier (A.). — Balancier, II, 388.
Penaud (A.). — Aviation, IV, 289.
Perry. — Magnétisme, II, 400.
Pfaundler. — Chaleur de dissolution, V, 353. — Thermomètre, V, 360.
Pfaundler et E. Schnegg. — Congélation des hydrates. — Mélanges réfrigérants, V, 33.
Pickering (E.-C.). — Polarisation, IV, 251.
Pincherli. — Capillarité, IV, 159.
Pisati. — Dilatation du soufre, III, 257.
Plank. — Conductibilité des mélanges gazeux, V, 37.
Poggendorff (J.-C.). — Machines de Holtz, III, 225; V, 68, 130.
Popper. — Montgolfières, V, 38.
Potier (A.). — Propagation de la chaleur et distribution de l'électricité, I, 145, 217. — Calculs d'optique, I, 377. — Variations de certains coefficients, II, 328. — Électrodynamique et induction, II, 5, 121. — Constantes numériques fondamentales d'optique et d'électricité, II, 377. — Entraînement de l'éther, III, 201; V, 105.
Puluj (G.). — Frottement de l'air, IV, 220. — App. pour la mesure de l'équivalent mécanique de la chaleur, V, 35.
Puschl (C.) — Absorption et réfraction de la lumière, III, 197. — Lumière dans un milieu en mouvement. — Théorie du gaz, IV, 190. — Dilatation du caoutchouc, V, 30. — Maximum de densité de l'eau, V, 37.
Quincke (G.). — Diffraction, III, 33. — Production de courants électriques, IV, 240.
Rae (J.) — Glace, IV, 281.
Rand-Capron. — Spectre de l'aurore boréale, IV, 371.
Rayet. — Spectre de l'aurore boréale, I, 363.
Rayleigh. — Raies du spectre, III, 31. — Réseau de diffraction, III. 320.
Raynaud (J.) — Propagation de l'électricité, I, 305. — Courants dérivés. — Lois de Kirchhoff, II, 86, 161. — Résistances électriques, II, 210, 288. — Corollaires de Bosscha, II. 233. — Galvanomètres, II, 394, 419.
Resal. — Vapeur d'eau, I, 195.
Reynolds Emerson J. et G. Johnstone Stoney. — Spectre d'absorption, I, 63. —
Reynolds (O.) — Réfraction du son, V, 294.
Riess (P.) — Durée de la décharge, III, 66. — Étincelles, V, 295.
Righi (Aug.) — Électromètre, II, 118. — Électrostatique, II, 406. — Principe de Volta, III, 19. — Composition des mouvements vibratoires, III, 228. — Électroscope à piles sèches, IV, 275. — Forces électromotrices, IV, 312, V, 134. — Visions stéréoscopiques, V, 135. — Pénétration des charges électriques, V,

135, 183. — Théorie et condensateurs, électrophores, etc., V, 248.
Rink (J.). — Vitesse du son, IV, 285.
Roiti (A.). — Ascension des liquides, II, 118. — Courant électrique, III, 228. — Solénoïdes neutres, IV, 95, — V. 134.
Romilly (de). — Appareil magnéto-électrique, I, 64. — Entraînement de l'air, IV, 267, 334.
Rood (Ogden N.). — Décharge, II, 267. — Éclairs, III, 134. — Spectre secondaire, III, 196. — Micromètre oculaire, III, 195. — Vibrations, IV, 349. — Pendule horizontal, V, 199.
Roscoe (H.-E.) et Arthur Schuster. — Spectres du potassium et du sodium, III, 344.
Rossetti. — Condensateurs, II, 116. — Expérience d'électricité, II, 401; III, 228. — Diélectriques, III, 229. — Courants des machines électriques, IV, 65. — Comparaison entre les machines électriques, V, 135.
Rowland. — Diamagnétisme, V, 197. — Plan d'épreuve magnétique, V, 381.
Rudorff (Fr.) — Fusion des graisses, I, 264. — Congélation des dissolutions, I, 297. — Solubilité des mélanges de sels, II, 366; III, 190.
Ruhlmann et Wiedmann (G.). — Passage de l'électricité à travers les corps, I, 259.
Rutherfurd. — Collodion, II, 230.
Sabine. — Mesure de temps très-courts, V, 257.
Saley (G.). — Spectres doubles, IV, 225. — Spectre de l'azote et des métaux alcalins, V, 95.
Salisbury (de). — Raies spectrales, III, 68.
Sande Backhuyzen (van de'). — Polaristrobomètre, I, 342.
Sarasin et de la Rive. — Décharge dans les gaz raréfiés, II, 362; III, 287.
Sarrau. — Thermodynamique des systèmes matériels, II, 318.
Sauer (L.) — Rayons ultra-violets, V, 29.
Schaack (F.) — Paratonnerre, V, 230.
Schiller. — Oscillations électriques, IV, 88.
Schiller et R. Cooley. — Polarisation électrique, V, 104; V, 261.
Schneebelli. — Choc, II, 39.
Schönemann (P.). — Coin micrométrique, I, 408.
Schröter. — Transformation du phosphore, IV, 222.
Schuller (Aloïs). — Vitesse de rotation, II, 371.
Schüngel. — Vitesse du son, IV, 26.
Schuster. — Spectre de l'azote, II, 34.
Schuster (Arthur) et Roscoe (H.-E.). — Spectres du potassium et du sodium, III, 344.
Schwedoff. — Diffraction des rayons électriques, V, 259.
Sears (D.). — Magnétisme, IV, 318.
Sedlaczek. — Siphon, III, 32.
Seebeck (Ad.). — Tuyaux recourbés, III, 127.
Sekulic. — Interférences, IV, 348.
Sellmeier. — Succession anomale des couleurs, I, 104.
Siemens (W.). — Câbles, IV, 340. — Conductibilité du sélénium, V, 21. — Vitesse de l'électricité, V, 226.
Sirks (J.). — Aurore boréale, II, 373.
Siljeström. — Pressions et densités des gaz, IV, 60.
Société française de Physique. — II, 119, 150, 192, 231, 311; III, 38, 101, 165, 199, 231.
Sonrek (F.-W.).—Tuyaux sonores, V, 321.
Soret. — Dispersion anomale, I, 45. — Spectroscope, III, 253.
Soret et E. Sarasin. — Polarisation rotatoire, V, 157.
Springmuhl (F.) et Meyer (O.-E.). — Frottement des gaz, III, 295.
Stefan. — Conductibilité des gaz, II, 148. — Diffusion des gaz, II, 189. — Vibrations, II, 190. — Évaporation, III, 197. — Forces magnétiques, IV, 220-222. — Capillarité, IV, 222. — Conductibilité calorifique des gaz, V, 36.
Stefanelli (P.) et C. Marangoni. — Bulles, III, 70.
Stépanoff. — Force électromotrice, V, 260.
Stoletow (A.). — Fonction magnétisante, II, 364.
Stoney (Johnstone) et J.-Emerson Reynolds. — Spectre de l'acide chlorochromique, I, 63.
Streintz (H.). — Élasticité, III, 326; IV, 221.
Subic. — Température, II, 147.
Sundell (A.-F.). — Induction, II, 369.
Szily (C.). — Second principe. Théorie de la chaleur, I, 339.
Tatin. — Rectifications, IV, 340.
Terquem (A.). — Électricité à la surface, I, 29. — Unités de mesure, I, 49, 118, 281, 383. — Action d'un aimant, I, 103. — Courbes acoustiques de Lissajous, I, 255. — Anneaux colorés, II, 409. — Li-

quéfaction des gaz, IV, 17. — Capacité électrique, IV, 143.— Pouvoir condensant, IV, 358. — Vernis, V, 244.
TERQUEM et BOUSSINESQ. — Théorie des battements, IV, 193.
TERQUEM et TRANNIN. —Expériences d'optique, III, 217, 244. — Perce-verre, IV, 120. — Indice de réfraction des liquides, IV, 222.
THALÉN (ROB.). — Spectres de l'yttrium, IV, 33. — Recherches des mines de fer, IV, 151.
THAYER (A.-S.). — Condensateurs, IV, 319.
THOMSEN (J.). — Chaleur spécifique des solutions, I, 35.—Thermochimie, II, 329.
THOMSON (J.). — Eau sous les trois états, IV, 176.
THOMSON BOTTHOLOMEY (JAMES). — Regel, II, 220.
THUROT (CH.). — Histoire de l'expérience de Torricelli, I, 171. — Expériences de Pascal, sur la pesanteur de l'air, I, 267. Expériences de Galilée, III, 160.
TOEPLER (A.). — Mouvements vibratoires, II, 149. — Résistance de l'air, III, 37. — Niveau à miroir, III, 197. — Diamagnétisme, V, 31.
TOLLINGER. — Chaleur de dissolution, V, 359.
TOMLINSON.— Dégagement des gaz dissous, IV, 374. — Ébullition, V, 27.
TRANNIN (H.) — Mesures photométriques, V, 297.
TRENTINAGLIA. — Calorimètre, V, 359.
TROWBRIDGE (J.). — État électrique de la flamme, I, 373. — Action électrolytique de liquides, I, 371. —Courants induits, III, 135. — Magnétisme, IV, 254, 317.
TYNDALL (JOHN). — Polarisation de la chaleur, I, 101. — Opacité acoustique, III, 97.—Transmission du son, III, 325.
UZIELLI. — Goniomètre, II, 117. — Baromètre hypsométrique, II, 117.
VALSON et FAVRE. — Dissociation cristalline, III, 91.
VILLARI (E.). — Flammes vibrantes, II, 32. — Figures acoustiques, II, 118. — Aimantation du flint-glass, II, 422. — Propriétés du bois, III, 356. — Courants interrompus, IV, 158.
VIOLLE. — Thermodiffusion, IV, 97. — Capillarité, IV, 313. — Température du Soleil, V, 169.
VOGEL (H.). — Rayons inactifs, III, 324. — Photographie du spectre, IV, 346. — Corps sonore en mouvement, V, 286. — Spectre des planètes, V, 356.
VOLLER (Dr A.). — Force électromotrice, III, 263.
WALTENHOFEN (A. VON). — Spirale magnétisante, III, 159.
WARBURG. — Déperdition de l'électricité, I, 229.
WARREN DE LA RUE, MULLER (H.), SPOTTISWOODE. — Lumière stratifiée, V, 254.
WASMUTH. — Loi de Biot et de Savart, V, 37.
WATTS. — Raies du spectre, V, 70.
WEBER (F.). — Chaleur spécifique du carbone, I, 400; V, 229.
WEINHOLD. — Renversement de la raie du sodium, I, 206.
WEISS (L.). — Saccharimétrie, IV, 221.
WERNICKE (W.). — Réfraction métallique, IV, 314.
WIEDEMANN (E.).— Polarisation elliptique, IV, 20. — Chaleur spécifique, V. 318. — Décharge à travers les gaz, V, 378.
WIEDEMANN (G.) et RUHLMANN. — Passage de l'électricité à travers les gaz, I, 259.
WILDE (H.). — Baromètre, I, 265. — Machine électromagnétique, III, 69.
WILEY (W. HARVEY).—Filtrations, III, 134.
WILSON (W.). — Désaimantation, I, 372.
WINKELMANN (A.). — Chaleur de dissolution, III, 262.
WOODWARD. — Ondulation, V, 380.
WOLF (C.). — Photométrie, I, 81. — Expériences de Galilée, III, 198.
WOLPERT (A.). — Hygromètre, III, 69.
WOSYKA. — Étincelle électrique, V, 34.
WRIGHT (A.-W.). — Ozone sur le caoutchouc vulcanisé, I, 374. — Lumière zodiacale, IV, 23, 348.
YOUNG (C.-A.). — Spectroscope, III, 136.
YVON VILLARCEAU. — Théorème de mécanique, II, 264.
ZÖLLNER (F.). — Spectroscope, IV, 24. — Électrodynamique, V, 183. — Potentiel, V, 252.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS DES CINQ PREMIERS VOLUMES.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

CONTENUES

DANS LES CINQ PREMIERS VOLUMES.

Mécanique et pesanteur.

Instruments généraux de mesure : *Schönemann*. Coin micrométrique, I, 408. — *Mannheim*. Vernier de vernier, II, 392. — *Dolber*. Vitesse de rotation, I, 370. — *Schuller*. Vitesse de rotation, II, 371. — *Marey*. Chronographe, III, 137. — *Sabine*. Mesure de temps très-courts, V, 256. — *Deprez*. Amplification des déplacements, III, 52. — *Tœpler*. Niveau à miroir, III, 197. — *Toepler*. Emploi de la résistance de l'air, III, 37. — *Cornu*. Levier à réflexion, IV, 7. — *Marcel Deprez*. Chronographes électriques, IV, 39. — Enregistreurs électromagnétiques, V, 5. — *Matern*. Mesures angulaires, IV, 343. — *Marey*. Loch, V, 184. — *Terquem*. Vernis pour écrire sur le verre, V, 244.

Mécanique : *Lemoine*. Losange articulé, II, 130. — *Peaucellier*. Balancier à mouvement rectiligne, II, 388. — *Lemoine*. Régulateur à gaz, II, 261. — *Clausius*. Théorème, II, 264. — *Yvon Villarceau*. Théorème, II, 264. — *Govi*. Représentation de divers phénomènes, II, 76. — *Burat*. Boumerang, IV, 14. — *Marey*. Vol de l'oiseau, III, 204. — *Pénaud*. Aviation, IV, 289. — *Tatin*. Aviation, IV, 340.

Pesanteur : *Thurot*. Historique, III, 160. — *Wolf*. Historique, III, 190. — *Bartoli*. Démonstration des lois, III, 229. — *Grassi*. Balance à réflexion, IV, 159. — *Bichat*. Méthodes des coïncidences, III, 369. — *Ogden Rood*. Pendule horizontal, V, 199. — *Amory*. Pendule horizontal, V, 382.

Liquides, Densités : *Boudréaux*. Principe d'Archimède, IV, 85. — *D'Almeida*. Histoire du principe d'Archimède, I, 46. — *Moreau*. Vessie natatoire, IV, 305. — *Pâquet*. Densimètre, IV, 266. — *Parish*. Balance hydrostatique, V, 383. — *Lecoq de Boisbaudran*. Densité du gallium, V, 277, 349. — *Isarn*. Écoulement des liquides, IV, 167. — *Sedlaczek*. Siphon, III, 32. — *Gréhant*. Filtration rapide, I, 132. — *Wiley*. Filtration automatique, III, 134. — *Marey*. Ondes liquides, IV, 257.

Baromètre : *Thurot*. Historique, I, 171, 267. — *Wild*. Construction, I, 265. — *Uzielli*. Baromètre hypsométrique, II, 117.

Gaz, loi de Mariotte, etc. : *Siljestrôm*. Pressions et densités des gaz, IV, 60. — *Cailletet*. Manomètre, V, 179. — *Gréhant* et *Mer*. Table de correction, III, 222. — *Bontemps*. Télégraphie pneumatique, II, 257. — *Deprez*. Transmission simultanée de deux signaux, III, 83. — *Dupuy de Lôme*. Navigation aérienne, I, 136. — *Gréhant*. Extraction des gaz, II, 214. — *Bontemps*. Mouvement de l'air, 233. — *De Romilly*. Écoulement de l'air, IV, 267, 334.

Actions moléculaires et Capillarité.

Moutier. Tension superficielle, I, 98; II, 27. — Théorie, I, 291. — *Duclaux*. Mesures aréométriques, I, 197. — *Duclaux*. Théorie, I, 350. — *Lippmann*. Expériences, I, 396; III, 41. — Formule de Laplace, IV, 332. — *Gernez*. Lames minces, I, 324. — *Mensbrugghe*. Tension superficielle, I, 321. — *Decharme*. Ascension, II, 25. Descente, III, 374. — *Marangoni*. Viscosité superficielle, II, 77. — *Roiti*. Ascension, II, 118. — *Gernez*. Expériences, II, 326. — *Marangoni* et *Stefanelli*. Bulles liquides, III, 70. — *Pincherli*. Surfaces capillaires, IV, 159. — *Violle*. Capillarité, IV, 313. — *Stefan*. Adhésion, IV, 222. — *Mendenhall*. Expérience, III, 100. — *Bouty*. Expériences, II, 263.

Exner. Diffusion, IV, 190. — *Duclaux*. Mélanges liquides, V, 13.

Streintz. Changement d'élasticité, III, 326; IV, 221. — *Schneebeli*. Choc, II, 39. — *Exner*. Élasticité, IV, 189. — *Bianconi*. Élasticité de la glace, V, 317. — *Boltzmann*. Torsion, IV, 190.

Acoustique.

Lissajous. Propagation des ondes, II, 99. — *Woodward*. App. pour le mouvement ondulatoire, V, 380. — *Dvorak*. Vitesse du son, III, 198. — *Schüngel*. Vitesse du son, IV, 26. — *Rink*. Vitesse du son, IV, 285. — *Dvorak*. Vitesse du son, V, 195. — *Tyndall*. Transmission, III, 325. — *Tyndall*. Opacité acoustique, III, 97. — *Dvorak*. Transmission, IV, 220. — *Cottrell*. Réflexion par une flamme, III, 181. — *Mach* et *Fischer*. Réflexion et réfraction, II, 303. — *Osborne Reynolds*. Réfraction, V, 294. — *Stefan*. Stratification dans les liquides, II, 190. — *Mayer*. Translation du corps sonore, I, 169. — *Vogel*. Translation du corps sonore, V, 286. — *Mayer*. Phases de vibration, II, 225. — *Mayer*. Intensité, II, 228. — Recherches, IV, 184.

Seebeck. Tuyaux recourbés et bifurqués, III, 127. — *Crova*. Tuyaux sonores, II, 338. — *Sonrek*. Tuyaux sonores, V, 321. — *Bourget*. Tubes chauffés, II, 193. — *Neyreneuf*. Mélanges détonants, IV, 139. — *Lowery*. Expériences de Melde, IV, 255. — *Mercadier*. Loi des diapasons, V, 201. — *Mercadier*. — Électro-diapason, II, 350. — Mesure des intervalles, I, 113. — *Coulier*. Examen des cordes, III, 215. *Gripon*. — Lames de collodion, IV, 201. *Gripon*. Expériences avec un diapason, III, 84. — *Davis*. Expérience de Trevelyan, III, 382. — *Kundt* et *Lehmann*. Vibration longitudinale, V, 159.

Terquem. Modifications de la méthode optique, I, 255. — *Mercadier*. Méthode optique, V, 309. — *Ogden*. *Rood*. Méthode optique, IV, 349. — *Bourbouze*. Application de cette méthode, III, 15. *Mach*. Expériences optiques, II, 306. — *Mach*. Recherches stroboscopiques, II, 112; III, 291. — *Villari*. Diapasons oscillants, II, 118. — *Righi*. Mouvement vibratoire, III, 228. — *Lissajous*. Phonoptomètre, III, 265. — *Ecker*. Figures acoustiques, II, 78.

Geyer. Flammes chantantes, I, 370. — *Villari*. Étude des flammes, II, 32. — *Govi*. Flamme sensible, II, 29. — *Lissajous*. Flamme sifflante, II, 98. — *Kœnig*. Flammes manométriques, II, 182. — *Morey*. Phonautographe, IV, 349.

Tœpler. Décomposition des mouvements vibratoires, II, 149. — *Decharme*. Vibrations sonores et interférences, IV, 207. — *Terquem* et *Boussinesq*. Théorie des battements, IV, 193. — *Gripon*. Influence de deux corps vibrants, III, 273. — *Chautard*. Pyromètre acoustique, III, 78. — *Mayer*. Pyromètre acoustique, II, 227.

Dvorak. Attractions et répulsions, V, 122. — *Mayer*. Sensation résiduelle, V, 165. — *Mercadier*. Historique de l'acoustique, I, 109.

Chaleur.

THERMOMÈTRES : *Crova*. Échelles, I, 125. — *Berthelot*. Th. calorimétrique, II, 18. — *Pfaundler*. Thermomètre à air, V, 360. —*Dietrichson*. Th. pour les grandes profondeurs, II, 372. — *Duclaux*. Th. à minima, V, 13. — *Lorenz*. Mesure absolue, II, 69. — *Subic*. Constantes, II, 147.

DILATATIONS : *Pisati*. Soufre, III, 257. — *Buff*. Corps solides, I, 238. — *Govi*. Mercure, II, 76. — *Mendeleeff*. Mercure, V, 258. — *Puschl*. Caoutchouc, V, 30. — *Puschl*. Eau, V, 37. — *Gripon*. Pendule composé, I, 334.

CALORIMÉTRIE : *Favre*. Calorimètre, I, 332. — *Berthelot*. Thermomètres, II, 18. — — Méthodes, II, 283. — Corrections, II, 345. — Nouvel agitateur, III, 365. — Écraseur pour dissolution, IV, 87. — *Weber*. Ch. spéc. du carbone, du bore et du silicium, I, 400; V, 229. — *Thomsen*. Ch. spéc. des dissolutions aqueuses, I, 35. — *Wiedemann*. Ch. sp. des gaz, V, 318. — *Marignac*. Ch. spéc. des dissolutions aqueuses, I, 35. — *Thomsen*. Thermochimie, II, 329. — *Melsens*. Liquides condensés, III, 27. — *Avenarius*. Chaleur latente, IV, 25. — *Pfaundler*. Ch. dégagée par la dissolution de l'acide sulfurique, V, 353. — *Tollinger*. Chal. de dissolution, V, 359. — *Trentinaglia*. Chaleur de combinaison du chlorure de calcium et de l'eau, V, 359.

THERMODYNAMIQUE : *Clausius*. Deuxième principe, I, 72. — *Clausius*. Deuxième principe et principe d'Hamilton, II, 108. — *Szily*. Deuxième principe, I, 339.— *Norton*. Théorie, III, 134. — *Sarrau*. Systèmes matériels, II, 318. — *Cornu*. Coefficients thermiques et thermo-élastiques, II, 41. — *Moutier*. Coefficients d'élasticité, I, 222. — *Eccher*. Transformation du travail, II, 76. — *Potier*. Variation de certains coefficients, II, 328. — *Donnini*. Théorie, II, 117. — *Moutier*. Dissolution, I, 30. — *Sainte-Claire Deville*. Dissociation et changements d'état, I, 26. — *Favre* et *Valson*. Dissociation cristalline, III, 90. — *Herwig*. Vapeurs, II, 339. — *Moutier*. Vapeurs saturées, II, 178. — *Marchand*. Soleil, II, 402. — *Boutan*. Température du Soleil, I, 154. — *Handl*. Constitution des liquides, II, 190. — *Bernardi*. Production de travail, IV, 95. — *Colley*. Travail du courant, V, 262. — *Popper*. Travail des montgolfières, V, 38. — *Thomson*. Eau sous les trois états, IV, 176. — *Puschl*. Théorie du gaz, IV, 190. — *Clarke*. Chaleur moléculaire, IV, 350. — *Boltzmann*. Gaz en équilibre, II, 147; V, 359. — *Meyer*. Frottement des gaz, II, 268. — *Meyer* et *Springmuhl*. Frottement des gaz, III, 295. — *Kundt* et *Warburg*. Frottement des gaz, V, 118. — *J. Puluj*. Coefficient de frottement, IV, 220. — *Obermayer*. Coefficient de frottement de l'air, V, 32. — *Feddersen*. Thermodiffusion, II, 342. — *Stefan*. Diffusion, II, 189. — *Violle*. Thermodiffusion, IV, 97. — *Nipher*. Travail d'un muscle, V, 163.

FUSION ET SOLIDIFICATION : *T. Bottomley*. Glace, II, 220. — *J. Rae*. Glace, IV, 281. — *Rudorff*. Graisses, I, 264. — *Gernez*. Soufre, V, 212-279. — Mélange de sels, II, 366; III, 190. — *Gernez*. Surfusion et sursaturation, III, 17. — *Winkelmann*. Mélanges salins, III, 262. — *Rudorff*. Dissolutions salines, I, 297. — *De Coppet*. Dissolutions salines, I, 297. — *F. Guthrie*. Solutions salines, IV, 282. — *Pfaundler* et *Schnegg*. Congélation des hydrates, V, 33.

VAPEURS, ÉBULLITION : *Resal*. Vapeur d'eau saturée, I, 195. — *Stefan*. Évaporation, II, 197. — *Gernez*. Évaporation, III, 241. — Ébullition, II, 81. — *Gernez*. Décomposition de certains corps, IV, 42. — *Tomlinson*. Dégagement des gaz, IV, 374; V, 27. — *Cintolisi*. Mélange de vapeurs, III, 230. — *Pacinotti*. Retard de la vaporisation, II, 78. — *Herwig*. Vapeurs, II, 339.

LIQUÉFACTION : *Melsens*. Gaz, III, 27. — *Terquem*. Liquéfaction, IV, 17.

CONDUCTIBILITÉ : *Mayer*. Propagation, I, 374. — *Jannettaz*. Propagation dans les

cristaux, V, 150. — *Narr*. Gaz, I, 203. — *Buff*. Air et hydrogène, V, 357. — *Boltzmann*. Gaz, V, 359. — *Stefan*. Gaz, II, 148; V, 36. — *Plank*. Mélanges gazeux, V, 37. — *Littrow*. Terres, V, 31. — *Mac Farlane*. Mesures absolues, II, 427. — *Jannettaz*. Axes de conductibilité et d'élasticité, V, 247.

Chaleur rayonnante : *Lehnebach*. Pouvoir émissif, III, 261. — *Lamansky*. Rayons obscurs, I, 335. — *Tyndall*. Pouvoir rotatoire, I, 101. — *Dufour*. Réflexion à la surface de l'eau, II, 131. — *Hoorweg*. Diathermancie de l'air humide, V, 22, 97.

Électricité et Magnétisme.

Théories générales : *Bertrand*. Lois, II, 418. — *Bouty*. Distribution fictive, II, 297. — *Roiti*. Mouvement électrique, III, 228. — *Terquem*. Unités, I, 49, 118, 281, 383. — *Bertrand*. Théorèmes généraux, III, 73. — *Neyreneuf*. Effets des fluides, II, 180. — *Potier*. Constantes d'optique et d'électricité, II, 377. — *Lippmann*. Appl. des lois de Coulomb, IV, 353. — *Edlund*. Dilatation galvanique, V, 321.

Dégagement d'électricité : *Hagenbach*. Recherches, II, 36. — *Poggendorff*. Machine de Holtz, III, 225; V, 68, 130. — *Rossetti*. Courants des machines électriques, IV, 65. — Machine de Holtz, IV, 95. — *J.-J. Minot*. Machine de Holtz, IV, 255. — *J.-W. Fewkes*. Machine de Holtz, IV, 255. — *Rossetti*. Comparaison des machines, V, 135. — *Trowbridge*. État d'une flamme, I, 373.

Électricité en équilibre, Déperdition : *Pacinotti*. Balance électrostatique, II, 428. — *Cornu*. Mesures, I, 7, 87, 241. — *Angot*. Électromètres Thomson, IV, 297, 324. — *Branly*. Mesures, V, 19. — *Beetz*. Électroscope bifilaire, III, 67. — *Righi*. Électroscope à piles sèches, IV, 275. — *Righi*. Électromètre, II, 118. — *Angot*. Électromètres Thomson, IV, 297, 324. — *Holmgren*. Électromètre Thomson, IV, 315. — *Righi*. Recherches, II, 406. — *Moutier*. Plan d'épreuve, I, 397. — *Terquem*. Électricité à la surface, I, 29. — *Terquem*. Capacité électrique, IV, 143. — *Potier*. Distribution, I, 145, 217. — *Bobyleff*. Distribution, V, 258.

Terquem. Pouvoir condensant, IV, 358. — *Govi*. Induction électrostatique, IV, 265. — *Neyreneuf*. Condensateur, I, 62; IV, 307. — *Rossetti*. Condensateur, II, 116. — *Thayer*. Condensateur, IV, 319. — *Righi*. Condensateur, V, 248. — *Angot*. Pouvoir condensant, V, 58. — Diélectriques, III, 229. — *Felici*. Diélectriques, II, 75; III, 229, 329. — *Boltzmann* et *Romich*. Diélectriques, III, 159. — *Boltzmann*. Diélectriques, III, 367; IV, 221; V, 23; V, 98. — *Righi*. Diélectriques, V, 135, 182. — *Kerr*. Diélectriques biréfringents, IV, 376; V, 98. — *Emsmann*. Collecteur, II, 39. — *Douliot*. Figures de Lichtenberg, II, 260. — *Evald*. Figures de Lichtenberg, V, 257.

Warburg. Déperdition, I, 229. — *Brion*. Déperdition, II, 391. — *B. Boboulieff*. Déperdition, IV, 253. — *Neyreneuf*. Tourniquet, I, 226. — Répulsion d'une flamme, III, 257. — *Fewkes*. Flamme, IV, 319.

Décharge de la batterie : *Ogden Rood*. Durée, II, 267. — *Riess*. Durée, III, 66. — *Lucas* et *Cazin*. Chronoscope, I, 251. — *Deprez*. Chronographes, IV, 39. — *Rossetti*. Expériences, II, 401; III, 228. — *Terquem* et *Trannin*. Perce-verre, IV, 120. — *Riess*. Étincelles faibles, V, 295.

Pile : *Pacinotti*. Pile Bunsen, III, 229. — *Naccari*. Piles Grove et Bunsen, IV, 158. — Force électromotrice, IV, 159. — *Naccari* et *Bellati*. Force électromotrice, IV, 159. — *Righi*. Force électromotrice, IV, 312. — *Latimer Clark*. Force électromotrice, II, 355. — *Voller*. Force électromotrice, III, 263. — *Stepanoff*. Influence de la température, V, 260. — *Righi*. Principe de Volta, III, 19. — *G. Quincke*. Production de courants, IV, 248.

Mance. Résistance intérieure, I, 108. — *Trowbridge*. Liquides séparés, I, 371. — *Edlund*. Résistance électrique, IV,

31. — *Mouton*. Résistance intérieure, V, 144.

Appareils de mesures galvaniques : *du Bois-Reymond*. Mouvements apériodiques, II, 62. — *Bourbouze*. Galvanomètre, I, 189. — *Lissajous*. Galvanomètre Bourbouze, I, 190. — *Mayer*. Galvanomètre lanterne, I, 371. — *Raynaud*. Galvanomètres à réflexion, II, 394, 419. — *Lang*. Galvanomètre à réflexion, III, 159. — *Mayer*. Galvanomètre à projection, III, 100. — *Barker*. Galvanomètre à projection, V, 188. — *Duboscq*. Galvanomètre transparent à projection, V, 218.

Conductibilité : *Crova*. Rhéostat, III, 124. — *Raynaud*. Propagation, I, 305. — *Siemens*. Propagation, V, 226 — *Raynaud*. — Appareils, II, 210. — *Foster*. Pont de Wheatstone, II, 53. — *Raynaud*. Détails pratiques, II, 288.—*Raynaud*. Courants dérivés, II, 87, 161, 233. — *Blavier*. Résistance, III, 115, 151. — *Lorenz*. Mesures absolues, II, 424. — *Guillemin*. Courants instantanés, I, 129; II, 50. — *Niaudet-Bréguet*. Mesures, I, 367. — *Crova*. Étalon, III, 54. — *Association Britannique*. Unités, III, 61. — *Crova*. Représentation graphique, III, 278. — *G. Carey-Foster*. Solutions de problèmes électriques, IV, 211; IV, 84. — *Villari*. Courants interrompus, IV, 157. — *Muller*. Résistance, IV, 315. — *Siemens*. Câbles, IV, 340. — Conductibilité du sélénium, V, 21. — *Villari*. Bois, III, 356. — *Kohlrausch* et *O. Grotrian*. Conductibilité de chlorures, IV, 345. — *Overbeck*. Liquides, V, 230, — *C. Braun*. Conductibilité unipolaire, IV, 280. — *Christiani*. Conductibilité irréciproque, V, 326. —*Edlund*. Résistance d'un conducteur en mouvement, V, 227.

Électrochimie : *Bartoli* et *Poloni*. Phénomènes, II, 78. — *Domalip*. Théorie, III, 159. — *Kohlrausch*. Argent, III, 351.— *Beetz*. Aimants produits par électrolyse, IV, 126.

Thermo-électricité : *Clamond*. Pile, III, 249. — *Obermeyer*. Métaux en fusion, II, 191. — *Budde*. Recherches, IV, 287. — *Hankel*. Spath, émeraude, idocrase, apophyllite, V, 292.— *Kohlrausch*. Recherches, V, 157.

Dégagement de chaleur : *Mascart*. Thermomètre, II, 313. — *Guillemin*. Effets brisants, I, 229. — *Bouty*. Conservation de l'énergie, IV, 45, 135. — *Rossetti*. Courants des machines électriques, IV, 56. — *Blavier*. Énergie électrique, IV, 161.

Lumière électrique : *Wiedmann* et *Ruhlmann*. Gaz, I, 259. — *Cazin*. Étincelle, II, 252.—*Wosyka*. Marche de l'étincelle, V, 34. — *Guillemin*. Étincelle d'induction, II, 129. — *Marianini*. Phénomènes, III, 227. —*Duguenet*. Gaz raréfiés, IV, 150. — *A.-M. Mayer*. Étincelle, IV, 155. — *Warren de la Rue*, *H. Muller*, *W. Spottiswoode*. Stratification, V, 254. — *Lermantoff*. Lumière avec la batterie Planté, V, 258. — *Schrotter*. Transformation du phosphore, IV, 222. — *Wiedemann*. Passage à travers les gaz, V, 378. — — *Ogden Rood*. Éclairs, III, 134.

Polarisation. *Macaluso*. Force électromotrice, III, 229. — *Bernstein*. Variation avec le temps, V, 70. — *Schiller* et *Calley*. Actions électrodynamiques, V, 261. — *Kohlrausch*. Force électromotrice des gaz, II, 143. — *Fleming*. Eau privée d'air, V, 325.

Électrodynamique et Induction : *Bertrand*. Théorie, III, 297, 335. — *Clausius*. Nouveau principe, V, 194. — *Zöllner*. Potentiel, V, 252. — *Bernstein*. Oscillations du courant, I, 77. — *Schiller*. Oscillations électriques, IV, 88. — *Nyland*. Durée, I, 139. — *Chautard*. Induction leydélectrique, I, 162. — *Potier*. Théorie, II, 5, 121. — *Trowbridge*. Circuit dérivé, III, 135. — *Morse*. Production de courants induits, V, 198. — *Börnstein*. Appareil Ruhmkorff, II, 308. — *Sundell*. Induction galvanique, II, 369. — *Guillemin*. Étincelle, II, 129. —*H. Becquerel*. Étincelle d'induction, IV, 206. — *Niaudet-Bréguet*. Attraction des courants, I, 102. — *Carl*. Flotteurs de la Rive, I, 266. — *De la Rive* et *Sarasin*. Aimants et décharges électriques, II, 362; III, 287. — *Felici*. Solénoïde fermé, III, 227. — *Lallemand*. Balance, III, 347. — *Felici*. Théorie, IV, 228. — *Herwig*. Actions électrodynamiques, IV, 24. — Courants induits, IV, 127. — *Donati*. Mesure de l'induction, V, 101. — *Helmholtz*. Induction dans les circuits ou-

verts, V, 252. — *Bichat*. Transformation de l'électricité, IV, 52. — *Crova*. Transformation des forces, IV, 357. — *Zöllner*. Expériences d'électrodynamique, IV, 183. — *Roiti*. Solénoïdes, IV, 95; V, 134. — *Bartoli*. Magnétisme de rotation, V, 136.

Magnétisme et diamagnétisme : *Jamin*. Recherches, V, 41, 73. — *Stoletow*. Fonctions magnétisantes, II, 364. — *Rowland*. Plan d'épreuve, V, 381. — *Mayer*. Changements de dimensions par l'aimantation, III, 100. — *Terquem*. Action d'un aimant, I, 103. — *Chwolson*. Mécanismes des phénomènes, V, 261. — *Cazin*. Quantité de magnétisme, II, 134. — *Stefan*. Forces motrices, IV, 220, 222. — *Gordon Newall*. Variation de température, I, 135. — *Caspari*. Déviation des boussoles, II, 237. — *André*. Appareils, I, 345. — *Holtz*. Aimantation, III, 294. — *Bouty*. Aimantation, III, 316; IV, 367. — Rupture des aimants, III, 361. — Distribution, V, 346. — *Duter*. Distribution dans des plaques, V, 65. — *Thalèn*. Mines de fer, IV, 151. — *Trowbridge*. M. terrestre, IV, 254. — Fer traversé par un courant, IV, 317. — *Börnstein*. Magnétisme temporaire, IV, 279. — *Donati* et *Poloni*. Magnétisme temporaire, V, 133. — *Herwig*. Actions magnétiques, IV, 286. — *Kulp*. Action inductrice d'aimants, IV, 287. — *Sears*. Fer doux, IV, 318. — *Burnham*. Augmentation du magnétisme, IV, 318. — *Cazin*. Effets thermiques, V, 111. — *Tæpler*. Détermination du magnétisme, V, 31. — *Rowland*. Projection des phénomènes de diamagnétisme, V, 197.

Électromagnétisme : *Waltenhofen*. Spirale magnétisante, III, 159. — *Wilson*. Désaimantation, I, 372. — *Wosmuth*. Loi de Biot et Savart, V, 37. — *Gramme*. Machine, I, 64. — *De Romilly*. Appareils, I, 64. — *Gay*. Machines, III, 390. — *Wilde*. Machines, III, 390. — *Mascart*. Régulateur, II, 294. — *Pacinotti*. Peloton magnétique, IV, 159. — *Lartigue*. Électro-aimant Hughes, IV, 170. — *Camacho*. Électro-aimant, IV, 238. — *Carney*. Électro-aimant, IV, 318. — *Kraïewitsch*. Électro-aimant, V, 256. — *Schaark*. Paratonnerre des télégraphes, V, 230.

Optique.

Théorie générale, vitesse, intensité : *Muller*. Propagation, I, 164. — *Potier*. Calculs d'optique, I, 377. — *Potier*. Entraînement de l'éther, V, 105. — *Mascart*. Source lumineuse en mouvement, IV, 129. — *Puschl*. Milieu en mouvement, III, 197. — *Potier*. Entraînement de l'éther, III, 201. — *Crookes*. Radiomètre, IV, 56. — *Lippmann*. Théorie du radiomètre, V, 220, 366. — *Handl*. Intensité, absorption, II, 149. — *Potier*. Constantes de l'optique et de l'électricité, II, 377. — *Cornu*. Vitesse, II, 172. — Vitesse et parallaxe du Soleil, IV, 104. — *Hirst*. Aberration, III, 380. — *Wolf*. Photométrie, I, 81. — *Trannin*. Photométrie dans les diverses régions du spectre, V, 297. — *Carstaedt*. Intensité de la lumière, IV, 61. — *Le Conte*. Vision binoculaire, V, 164.

Optique géométrique : *Lévistal*. Études, I, 209, 247; II, 207. — *Lommel*. Problèmes, V, 192. — *Gariel*. Lois et appareils, IV, 140. — *Listeferme*. Lentilles, III, 57. — *Terquem* et *Trannin*. Appareils de démonstration, III, 217, 244. — *Brauer*. Distance focale des oculaires, V, 258.

Analyse spectrale. **Spectres** : *Terquem* et *Trannin*. Indice de réfraction des liquides, IV, 233. — *V. von Lang*. Indice de réfraction de l'air, IV, 247. — *Mayer*. Théorie des couleurs, V, 165. — *Rayet*. Aurore boréale, I, 363. — *Angström*. Lumière boréale, III, 210. — *Huggins*. Orion, I, 403. — *Vogel*. Planètes, V, 356. — *J. Rand-Capron*. Spectre de l'aurore boréale, IV, 371. — *Donati*. Taches solaires, II, 117. — *Lamansky*. Spectre calorifique, I, 335; IV, 277. — *Hastings*. Bord et centre du Soleil, III, 135. — *Schuster*. Azote, II, 34. — *Goldstein*. Gaz, V, 70. — *Salet*. Azote et métaux alcalins, V, 95. — *Angström* et *Thalen*. Métalloïdes, V, 125. — *Bondréaux*. Expériences des deux bandes, III, 350. — *Ogden Rood*. Spectres secondaires, III, 196. — *Rob. Thalèn*. Spec-

tres de l'yttrium, etc., IV, 33. — *Wright*. Lumière zodiacale, IV, 348. — **Spectres d'absorption** : *Stoney* et *Reynolds*. Acide chlorochromique, I, 63. — *Weinhold*. Sodium, I, 206. — *Norman Lockyer*. Spectroscope et structure moléculaire, IV, 90. — *Gernez*. Acide hypoazotique, hypochlorique, chloreux, I, 60. — *Lockyer*. Nouveaux phénomènes, III, 326. — *Lockyer* et *W. Chandler-Robert*. Spectres d'absorption, IV, 344. — *Roscoë* et *Schuster*. Potassium et sodium, III, 344. — *Lockyer*. Vapeurs de grande épaisseur, III, 366. — Densité des vapeurs, IV, 28. — *Edelmann*. Projection des spectres, II, 360. — *Boudréaux*. Projection des spectres, III, 306. — *Salet*. Spectres doubles, IV, 225. — **Instruments** : *Yung*. Spectroscope à réseaux, III, 136. — *Soret*. Spectroscope à oculaire fluorescent, III, 235. — *Mousson*. Dispersiomètre, III, 380. — *Ogden Rood*. Micromètre, III, 195. — — *Watts*. Micromètre, V, 70. — *Zöllner*. Spectroscope, IV, 24. — *Delachanal* et *Mermet*. Tubes spectroscopiques, V, 10. — *Hoorweg*. Théorie, V, 104. — *H. Vogel*. Photographie, IV, 346. — **Théorie** : *Rayleigh*. Finesse des raies, III, 31. — *Salisbury*. Raies à basses températures, III, 68. — *Kundt*. Dispersion anomale, I, 38, 68. — *Soret*. Dispersion anomale, I, 45. — *Sellmeier*. Explication de la dispersion anomale, I, 104. — *H. Helmholtz*. Dispersion anomale, IV, 216. — *Mach* et *Osnobischin*. Dispersion anomale, V, 34. — **Actions de la lumière** : *Draper*. Actinochimie, III, 186. — *Egoroff*. Actinomètre différentiel, V, 283. — *Vogel*. Rayons dits inactifs, III, 324. — *Gripon*. Fluorescence, II, 199, 246. — *Horner*. Fluorescence, IV, 92. — *Lubarsch*. Fluorescence, IV, 93. — *Berthold*. Historique de la fluorescence, V, 380. — *Carey Lea*. Réduction des sels, IV, 254. — *Carey Lea*. Iodure et bromure d'argent, V, 166. — *Himes*. Collodion sec, IV, 317. — *Sauer*. Rayons ultraviolets, V, 29. — **Recomposition de la lumière** : *Cornu*. Achromatisme, III, 108. — *Bezold*. Mélange des couleurs, III, 155; V, 350.

Instruments d'optique : *Uzielli*. Goniomètre, II, 117. — *Moutier*. Grossissement, II, 105. — *Kruss*. Profondeur des images, V, 162. — *Burnham*. Dédoublement d'étoiles, V, 197. — *Lubimoff*. Théorie, II, 403. — *Bohn*. Champ, II, 404. — *V. Lang*. Précision, II, 191. — *Listing*. Prisme à réflexion totale, I, 233. — *Govi*. Prisme à réflexion, V, 140. — *Rutherfurd*. Couche de collodion, II, 230. — *Carl*. Lumière Drummond, I, 342. — *Hugo Krüss*. Oculaire, IV, 183. — *Krebs*. Lentilles, IV, 316. *Duboscq*. Appareil de projection, V, 216.

Interférences et diffraction : *Cornu*. Discussion des problèmes, III, 5, 44. — *Joubert*. Théorie, III, 267. — *Chwolson*. Lumière non homogène, V, 190. — *Bobyleff*. Appareil Jamin, V, 24. — *Lord Rayleigh*. Réseaux, III, 320. — *Terquem*. Préparation de lames minces, II, 409. — *Desains*. Anneaux colorés, III, 105. — *Wolcott Gibbs*. Constante interférentielle, V, 000. — *Mach*. Anneaux supplémentaires, III, 193. — *Mascart*. Application du spectroscope, I, 17, 177. — *Mascart*. Rayons polarisés, II, 153. — *Mascart*. Appareils, III, 310. — *Sekulic*. Miroirs, IV, 348. — *André*. Diffraction dans les instruments d'optique, V, 265, 304. — *Schwedoff*. Diffraction des rayons électriques, V, 259. — *Mannheim*. Surface de l'onde, V, 137. — *Exner*. Surfaces fermées, V, 293.

Double réfraction et polarisation : *Mach*. Double réfraction temporaire, II, 220. — *Abria*. Loi d'Huyghens, IV, 321. — *Abria*. Courbes isochromatiques, I, 273, 326. — *Billet*. Biprisme de topaze, III, 178. — *Laurent*. Réfraction conique, III, 23. — *Lissajous*. Réfraction conique, III, 25. — *Nodot*. Réfraction conique, IV, 166. — *Wernicke*. Réfraction métallique, IV, 314. — *Mascart*. Trempe, III, 139; — Diélectriques biréfringents, IV, 336; V, 98. *Sande Backhuyzen*. Polaristrobomètre, I, 342. — *Quincke*. Diffraction, III, 33. — *Ditscheiner*. Intensité et différence de marche, III, 158. — *Nodot*. Spectres cannelés, IV, 209. — *Lundquist*. Réflexion, III, 352. — *Eilhardt Wiedemann*. Polarisation elliptique, IV, 20. — *Mouton*. Polarisation elliptique, IV, 240. — *Kundt*. Dichroïsme, IV, 55. — *Maxwell*. Double réfraction, IV, 55. — *Bertin*. Appareil Duboscq, IV, 72, 111. — *Mach*. Analyseur tournant, V, 71. — *Abria*. Cristaux uniaxes, IV, 204. — *Pickering*. Polarisation, IV, 251. —

Adams. Polariscope, IV, 347. — *Lallemand*. Illumination et fluorescence, V, 329. — *Wright*. Lumière zodiacale, IV, 23. — *Blaserna*. Couronne solaire, II, 77. — *Hagenbach*. Atmosphère, II, 115.

POLARISATION ROTATOIRE : *Oudemans*. Influence des dissolvants, II, 223. — *Lang*. Influence de la température, V, 35. — *H. Becquerel*. Polarisation rotatoire magnétique, V, 233. — *Mach* et *Mertens*. Compression du quartz, V, 33, 221. — *Soret* et *Sarasin*. Quartz, V, 156. — *Laurent*. Saccharimètre, III, 183. — *Weiss*. Saccharimétrie, IV, 221. — *Jungfleisch*. Production artificielle, III, 237. — *Villari*. Durée, II, 422. — *Tyndall*. Chaleur obscure, I, 101. — *V. von Lang*. Sulfate d'éthylène-diamine, II, 142.

Météorologie et Physique du globe.

Hornstein. Hauteur barométrique, II, 190. — Variations barométriques, III, 160. *Dietrichson*. Thermomètre à de grandes profondeurs, II, 372. — *Dufour*. Chaleur solaire réfléchie, III, 131. — *Kairner*. Température dans les vallées, V, 37. — *Baumhauer*. Hygrométrie, II, 343. — *Wolpert*. Hygromètre, III, 69.

Colladon. Foudre sur les arbres, V, 153. — *Perry*. Éléments magnétiques, II, 240. — *Hornstein*. Magnétisme terrestre, III, 32. — *Marié-Davy*. Déclinaison, V, 108. — *Loomis*. Déclinaison et aurore boréale, III, 101.

Maxwell. Arcs colorés, II, 77. — *Marié-Davy*. Actinométrie, IV, 1. — *Exner* et *Röntgen*. Radiations solaires, IV, 189. — *Crova*. Radiations solaires, V, 361. — *Violle*. Température du Soleil, V, 169. — *Mayer*. Chaleur solaire, V, 000. — *Ericcson*. Radiations solaires, V, 288. — *Langley*. Photosphère solaire, IV, 123, V, 383. — *Holden*. Historique sur les protubérances du Soleil, V, 382.

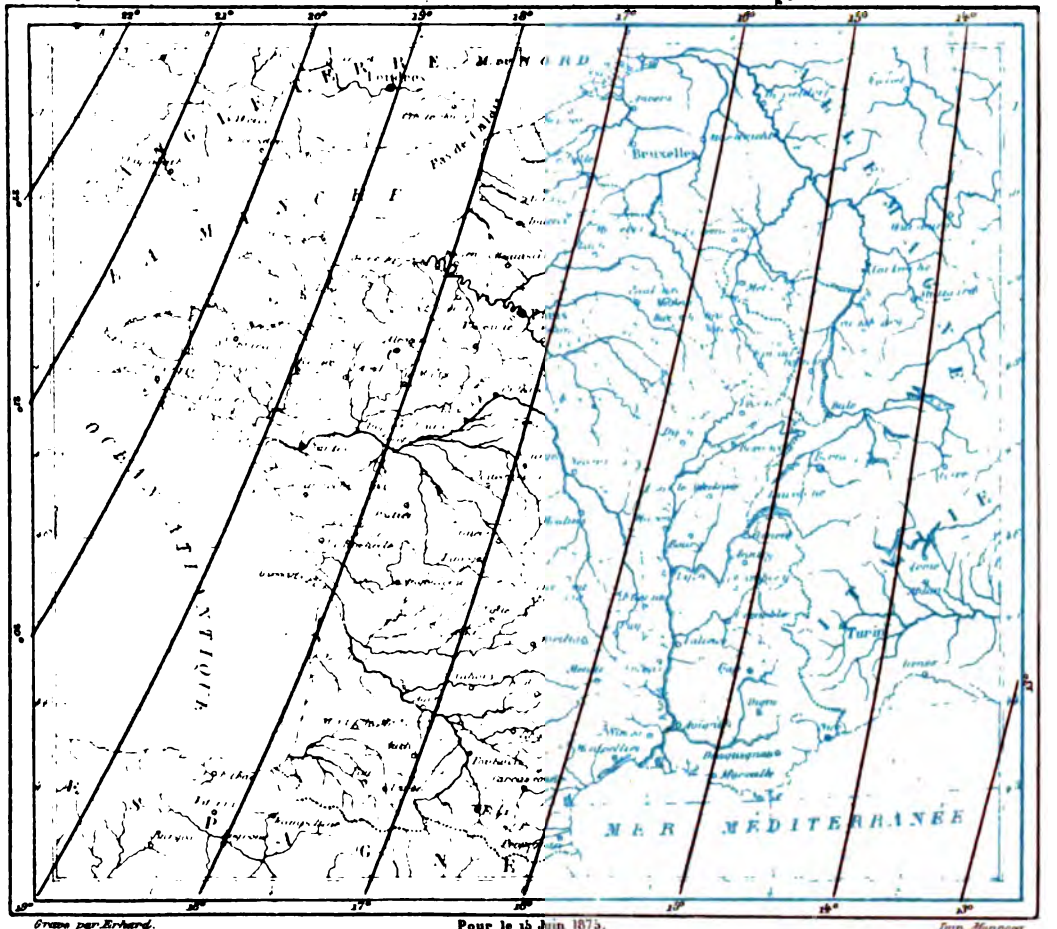
Ferrel. Vitesse du vent, IV, 350. — *E. Loomis*. Météorologie des États-Unis, V, 381. — *Broklesby*. Pluies, IV, 350. — *Brewer*. Grêle, V, 383.

Marié-Davy. Météorologie appliquée, V, 60. — *Carpenter*. Gulf-stream, II, 57. — Océan, II, 139. — *Cornelissen*. Route des navires, II, 99.

FIN DE LA TABLE ANALYTIQUE DES CINQ PREMIERS VOLUMES.

Paris. — Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.

CARTE DES LIGNES D'ÉGALE DÉCLINAISON MAGNÉTIQUE.



Gravée par Erhard. Pour le 15 Juin 1875. Imp. Monrocq

3 2044 014 696 645

DEC 18 1968

FEB 28 1991